PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1914. Redaktionsschluß für No. 13 am 13. Juni 1914. 15. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. R. Partington, Eine Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen des Chlors, sowie eine Berechnung der spezifischen Wärmen mittels der Berthelotschen Zustandsgleichung. S. 601.

J. Holtsmark, Versuche über die Lichterregung durch Kathodenstrahlen im Wasserstoff. S. 605.

F. Ehrenhaft, Eine neue Methode zum Nachweise und zur Messung des Strahlungsdruckes bez. der von diesem auf kleine Partikel übertragenen Bewegungsgröße. S. 608.

J. Elster u. H. Geitel, Über eine notwendige Vorsichtsmaßregel bei der Photometrie sehr großer Lichtstärken vermittels hochempfindlicher Alkalimetallzellen. S. 610.

Th. Wulf, Über einige Anwendungen des Einfadenelektrometers in der drahtlosen Telegraphie. S. 611.

O. Lehmann, Die optische Anisotropie der flüssigen Kristalle. S. 617.

J. Laub, Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. II. S. 622.

W. Schottky, Über den Einfluß von Potentialschwellen auf den Stromübergang zwischen einem Glühdraht und einem koaxialen Zylinder. S. 624.

C. Déguisne, Die Entladung beim Blitzinduktor. S. 630.

E. Waetzmann, Methode zur objektiven Prüfung der Güte der Sprachübertragung in der Telephonie. S. 638.

L. Holzer, Eine Bemerkung zur Thermodynamik bewegter Systeme. S. 642.

O. Göhring, Einige Versuche zur Frage des Aktiniumursprunges. S. 642.

v. Kohner u. P. Winternitz, Nachtrag. S. 645.

Besprechungen:

H. Poincaré, Letzte Gedanken. S. 646.

D. Hilbert, Grundlagen der Geometrie. S. 646.

E. H. Barton, Analytical mechanics comprising the kinetics and statics of solids and fluids. S. 646.

O. D. Chwolson, Traité de Physique. IV. 2. S. 646.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. IV. 4. Aufl. S. 646.

G. Roeßler, Wechselstromtechnik. I. S. 647.

F. M. Exner, Über die Korrelationsmethode. S. 647.

K. Kähler, Luftelektrizität. S. 647.

M. Sassenfeld, Aus dem Luftmeer. S. 647.

A. Wilke, Die Elektrizität. S. 648.

J. Kowarschik, Die Diathermie. S. 648.

Tagesereignisse. S. 648.

Personalien. S. 648.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen des Chlors, sowie eine Berechnung der spezifischen Wärmen mittels der Berthelotschen Zustandsgleichung.

Von James Riddick Partington.

1. In den hier beschriebenen Untersuchungen wurde die Kundtsche Methode in der von U. Behn und H. Geiger[1]) angegebenen modifizierten Form angewendet. Diese wird folgendermaßen ausgeführt. Ein Glasrohr von passenden Dimensionen wird mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt und mit einer geringen Menge eines leichtbeweglichen Pulvers beschickt. Das gleichmäßig zugeschmolzene Rohr wird dann in der Mitte geklemmt und mit einem angefeuchteten Tuch an einem Ende gerieben. Im allgemeinen treten dann keine Staubfiguren auf, da die Länge des Rohres kein ganzes Vielfaches der Halbwellenlänge des betreffenden Tones darstellt. Um jetzt Resonanz zu erhalten, muß die Tonhöhe des Rohres durch Änderung seiner Masse geändert werden. Diese Änderung geschieht dadurch, daß man an die zwei Rohrenden eine passende Anzahl Metallscheiben aufkittet. Dann treten bei passender Belastung bei ganz schwachem Anreiben sofort Staubfiguren auf. Jetzt bringt man das eine Ende des Gasrohres an eine einerseits offene Glasröhre, deren anderes Ende mit einem verschiebbaren Stempel verschlossen ist. Diese Röhre steht mit der äußeren Luft in Verbindung und ist ebenfalls mit demselben Pulver wie das Gasrohr beschickt. Der Stempel wird dann so weit verschoben, daß beim Anreiben des Gasrohres stehende Wellen und dadurch Staubfiguren in der Luftröhre sich bilden.

2. In den Untersuchungen bestand das Gasrohr aus einem 125 cm langen Glasrohr mit einem Durchmesser von 4 cm. Es war also breit genug, um jede Korrektion für den Einfluß der Rohrwände unnötig zu machen.[1]) Das Rohr hatte überall möglichst gleichen Durchmesser, und war ganz frei von Knoten und Streifen. Es wurde mit Salpetersäure gereinigt und an dem einen Ende sehr gleichmäßig zugeschmolzen. An dem anderen Ende wurde ein kleines Rohr mit einem Schliff angeblasen. Das Rohr wurde dann mit Schwefelchromsäuregemisch sehr gut gereinigt, dann mit kochender Salpetersäure (um eine möglicherweise vorhandene Alkalischicht zu entfernen) ausgespült und schließlich öfters mit kochendem destillierten Wasser nachgespült.

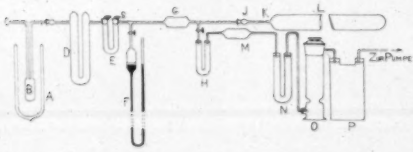
Als Pulver für die Staubfiguren bietet sich

1) Verh. d. Phys. Ges. **9**, Nr. 22, 1907.

1) Vgl. Kundt, Pogg. Ann. **127**, 497, 1866; **135**, 347, 1868; Kirchhoff, ibid. **134**, 177, 1867; Thiesen, Ann. d. Phys. **24**, 401, 1907.

beim Chlor wohl nur Kieselsäure dar. Diese wurde aus Wasserglas und Salzsäure hergestellt, mit kochender Salzsäure und kochendem Wasser ganz frei von Eisensalzen gewaschen, und in einem Silikattiegel ausgeglüht. Dann wurde das Pulver in einem Achatmörser zerrieben und durch Seide gebeutelt. Es wurde im Exsikkator aufbewahrt.

Sehr wichtig für die gute Ausbildung der Staubfiguren ist die vollkommene Trockenheit des Rohres. Erwärmen mit einer Bunsenflamme genügt bei weitem noch nicht. Es wurde das Rohr mit Asbest umwickelt und in ein etwas breiteres Messingrohr geschoben. Dieses wurde dann in einem Verbrennungsofen kräftig erhitzt, während mit einer durch ein Trockensystem ($CaCl_2$, P_2O_5) verbundenen Wasserstrahlpumpe evakuiert wurde. Es wurde dann öfters mit getrockneter Luft gefüllt und wieder evakuiert. Schließlich wurde das Rohr mit getrockneter Luft gefüllt, und nach dem Erkalten eine kleine Menge vorher ausgeglühter Kieselsäure schnell hineingeschüttet. Das Ganze wurde dann sofort mittels des Schliffes in Verbindung mit dem Apparat zur Füllung gebracht (siehe Figur.)



Dieser war ganz aus Glas, ohne Korke, Gummi oder sonstige angreifbare Substanzen, angefertigt. Alle Hähne und Schliffe wurden mit Phosphorpentoxyd geschmiert. Das Chlor wurde aus einer Bombe herausgenommen und in dem Gefäß B mittels eines Kohlensäure-Äthergemisches in dem Dewargefäß A verflüssigt. Es wurde dann das Gefäß B von der Bombe weggenommen, die Kapillare C zugeschmolzen, und das Gefäß mittels des Schliffes in Verbindung mit dem Füllungsapparat gebracht. Rohr D enthält $CaCl_2$, Rohr E P_2O_5, Rohr G getrocknete Glaswolle. Der ganze Apparat wurde dann durch ein zweites Trockensystem (P_2O_5 in H, $CaCl_2$ in N, getrocknete Glaswolle in M, Natronkalk in O) mit einer guten Wasserstrahlpumpe evakuiert und mittels des Manometers F, in welchem die Quecksilberoberfläche mit Schwefelsäure bedeckt wurde, auf Dichte geprüft. Das Manometer wurde nur während einer Messung durch Öffnen des Hahns in Verbindung mit dem übrigen Apparat gebracht. Durch vorsichtiges Erwärmen des Gefäßes B wurde dann das Gasrohr L mit Chlor unter Atmosphärendruck gefüllt. Das Gefäß B wurde dann wieder in die Kältemischung getaucht, der Hahn S zugedreht, und der Apparat wieder evakuiert. Die Füllung wurde viermal in dieser Weise ausgeführt, wobei man durch Fraktionieren des flüssigen Chlors ein sehr reines Gas bekam. Es wurde dann das Gasrohr bei der Einschnürung K möglichst nahe am Rohrende abgeschmolzen. Das Gasrohr wurde in eine horizontale Lage durch Einklemmen in einer an einem Holzbrett befestigten großen Holzklemme gebracht. In den zwei Hälften der Klemme wurden enge Halbkreise aus Kork aufgeklebt, und zwei Prismen aus Kork, die auf dem Brett gekittet wurden, dienten als Unterlage der Rohrenden. Das Rohr konnte damit ganz fest gehalten werden. Angerieben wurde mit einem mit Wasser bei Zimmertemperatur angefeuchteten Tuch. Nun wurden Bleischeiben mittels Siegellack auf die beiden Enden des Rohrs gekittet, bis die Schallfiguren beim Anreiben scharf auftraten.

Das Luftrohr war 150 cm lang, mit einem Durchmesser von 4,25 cm, und trug einen Korkstempel. Es war in einer großen Klemme horizontal gehalten, so daß seine Achse genau mit der des Gasrohrs zusammenfiel.

In das Gasrohr wurde das Pulver durch Klopfen in die Form eines schmalen Streifens gebracht, der dann durch Umdrehen des Rohres um einen Winkel von 45° aus der niedrigsten Lage des Rohres herausgebracht wurde. Auch in das Luftrohr wurde das Pulver gebracht, indem es auf einem langen Lineal ausgestreut wurde. Nun brachte man dieses Lineal in das Rohr, drehte dieses und klopfte es. Dann fiel das Pulver in einem engen Streif auf den Boden des Rohres. Das Rohr wurde dann um 45° gedreht. Das Pulver mußte nach jedem Versuch frisch in das Luftrohr eingebracht werden, da es durch Spuren von Feuchtigkeit leicht an den Rohrwänden haftete.

Die Temperatur wurde auf einem dicht an das Gasrohr gelegten Thermometer abgelesen.

Um nun die Wellenlängen in den beiden Röhren zu messen, wurden bunte Papierringe auf den Röhren angebracht, und die Röhren auf schwarzes Papier gelegt. Dann standen die weißen Staubfiguren gegen die schwarze Unterlage und die farbigen Ringe scharf ab. Die Ringe wurden dann auf Knoten oder Bäuche eingestellt und die Abstände mittels eines Stangenzirkels und Buchholzskala gemessen. Es wurden bei jedem Versuche fünf Messungen an verschiedenen Wellen gemacht, deren Resultate sehr gut miteinander übereinstimmten. Als Beispiel geben wir eine Versuchsreihe an:

Anzahl der Wellen gemessen	Ganze Länge in cm	Wellenlänge in cm
Chlor.		
17 (Bäuche) . .	85,40	5,02
18 „ . .	90,20	5,01
17 (Knoten) . .	85,50	5,03
18 „ . .	90,95	5,05
16 „ . .	80,90	5,05
	λ für Chlor =	5,03
Luft.		
11 (Knoten) . .	89,00	8,09
12 „ . .	97,10	8,09
12 „ . .	97,20	8,09
12 (Bäuche) . .	97,60	8,10
12 „ . .	97,30	8,10
	λ für Luft =	8,10

3. Folgende Tabelle I enthält die Mittelwerte der Wellenlängen aus acht Versuchsreihen.

Tabelle I.

Nr. des Versuchs	λ Chlor (cm)	λ Luft (cm)	$\varkappa'$
1	5,03	8,13	1,315
2	5,03	8,14	1,311
3	5,03	8,13	1,315
4	5,03	8,12	1,318
5	5,03	8,10	1,324
6	5,046	8,138	1,320
7	5,048	8,148	1,318
8	5,055	8,167	1,316

Die Temperatur war immer ungefähr 16° C.

4. Aus diesen Zahlen können wir nun das Verhältnis der spezifischen Wärmen, C_p/C_v, und die spezifischen Wärmen selber berechnen.

Wenn wir ideale Gase betrachten, haben wir

$$u^2 = \frac{p}{\varrho}\varkappa' \qquad (1)$$

worin u die Schallgeschwindigkeit, p den Druck, ϱ die Dichte, und $\varkappa'$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen eines idealen Gases bedeuten. Diese Gleichung läßt sich leicht in die Gleichung:

$$\varkappa' = u^2 \frac{M}{RT} \qquad (2)$$

umformen, worin M das Molekulargewicht, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur bedeuten. Wenn wir diese Gleichung auf ein reelles Gas anwenden, erhalten wir einen Wert $\varkappa'$, welchen wir das „ideale Verhältnis" nennen werden[1]), $\varkappa'$ stellt dann aber keineswegs das wahre Verhältnis der spezifischen Wärmen, $\varkappa = C_p/C_v$, dar, eben weil das Gas nicht den Gasgesetzen gehorcht. Es kann aber aus $\varkappa'$ der Wert $\varkappa$ berechnet werden[1]), wenn wir die Zustandsgleichung des Gases kennen. Es wird dann[1]):

$$\varkappa = \varkappa' \varphi \qquad (3)$$

1) Vgl. Partington, diese Zeitschr. **14**, 969, 1913.

worin:

$$\varphi = 1 + (\varkappa' - 1)\frac{27}{32}\pi\tau^3. \qquad (4)$$

Die Größen π, τ lassen sich aus den kritischen Daten berechnen:

$$\pi = p/p_k;\ \tau = T_k/T. \qquad (5)$$

Wir setzen $p_k = 84$ Atm., $T_k = 414^0$ Abs.[1]) Wenn wir $T = 273^0 + 16^0 = 289^0$, $p = 1$ Atm. und $\varkappa' = 1{,}3$ setzen, dann finden wir:

$$\varkappa = \varkappa' + 0{,}012.$$

Das Glied 0,012 hat die Größenordnung, die man erwarten sollte, da für Luft und Kohlensäure, deren kritische Temperaturen 132,6° Abs. bzw. 304,4° Abs. sind, die entsprechenden Korrektionen[2]) 0,001 bzw. 0,006 betragen.

Die spezifischen Wärmen selber können dann aus der Gleichung:

$$C_p - C_v = R\left(1 + \frac{9}{128}\cdot 24\,\pi\tau^3\right) \qquad (6)$$

berechnet werden. Bei 16° C. ergibt sich $C_p - C_v = 2{,}103$.

Die vorigen Gleichungen beziehen sich auf die Zustandsgleichung von D. Berthelot[3]), welche für Chlor noch nicht geprüft worden ist, und vielleicht den tatsächlichen Verhältnissen nicht völlig exakt entspricht. Da aber die allgemeine Methode der Berechnung, d. h. mittels der Gleichungen[4]):

$$\varkappa = \varkappa'\left(1 + \frac{1}{p}\frac{\partial}{\partial v}(pv)\right)$$

$$= \varkappa'\left(1 - v\frac{\partial}{\partial p}(pv)\right)$$

wegen Mangel an genauen Kompressibilitätsmessungen und Dichtigkeitsmessungen wohl kaum ausführbar ist[5]), scheint es dem Verfasser statthafter die Berthelotsche Zustandsgleichung zu benutzen.

Aus Gleichung (1) findet man für zwei ideale Gase:

$$\varkappa_2' = \varkappa_1' \frac{\varrho_2}{\varrho_1}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2 \qquad (7)$$

wo λ die Wellenlänge bezeichnet.

Für Luft und Chlor haben wir $\varrho_2/\varrho_1 = 70{,}92/28{,}98$, $\varkappa_1' = 1{,}403$[6]) und dadurch berechnet sich für Chlor:

$$\varkappa_2' = 1{,}403 \cdot \frac{70{,}92}{28{,}98}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2 = 3{,}4335\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2. \qquad (8)$$

1) Landolt-Börnstein, Tabellen.
2) Vgl. Partington, l. c.
3) Mém. du Bureau internat. des poids et mesures, **13**, 1907.
4) Vgl. Partington, loc. cit.; Capstick, Phil. Trans. **185**, 1, 1894.
5) Vgl. weiter unten.
6) Partington, loc. cit.

Die Werte von $\varkappa'$ wurden nach der Gleichung (8) berechnet. Durch Addition von 0,012 erhält man dann $\varkappa = C_p/C_v$, und schließlich aus $C_p - C_v$ die spezifischen Wärmen selber. Die $\varkappa'$-Werte sind in Tabelle I eingetragen. Der Mittelwert ist $1{,}317 \pm 0{,}001$. Daher ist für Chlor bei 16° C. und 1 Atm. Druck

$$\varkappa = C_p/C_v = 1{,}317 + 0{,}012 = 1{,}329 + 0{,}001$$
$$C_v = 2{,}103/0{,}329 = 6{,}39 \text{ cal.}$$
$$C_p = 6{,}39 + 2{,}10 = 8{,}49 \text{ cal.}$$

5. Diese Zahlen werden wir nun mit den schon in der Literatur sich findenden Angaben vergleichen.

Regnault[1]) hat die Molekularwärme des Chlors bei konstantem Druck nach der Durchströmungsmethode gemessen, und den Wert 8,578 gefunden. Da eine Bestimmung der spezifischen Wärme der Luft in demselben Apparat einen zu niedrigen Wert ergab, korrigierte Regnault seinen direkt bestimmten Wert für Chlor zu 8,799. Dieser Wert ist, wie alle folgenden Versuche gezeigt haben, ganz sicher zu hoch.

Die Molekularwärme des Chlors bei konstantem Volum ist zu 6,1—6,2 von Völler direkt gemessen worden[2]).

Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit im Chlor sind von Martini[3]), Strecker[4]), Kundt[5]), und Keutel[2]) ausgeführt worden. Die von Keutel nach den idealen Gasgesetzen umgerechneten Werte für $\varkappa'$ sind folgende:

Tabelle II.

	(Keutel) $\varkappa'$ (Luft = 1,4053)	$\varkappa'$ (Luft = 1,403
Martini für 0°	1,319	1,315
Strecker „ 16°—343,4	1,323	1,319
Kundt „ 20°	1,319	1,315
Keutel „ 16°	1,325	1,320

Keutel hat aber den Röntgenschen Wert 1,4053 für Luft als Grundlage seiner Rechnungen angenommen; neuere Versuche zeigen aber, daß diese Zahl etwas zu hoch sein dürfte[6]). Wenn wir die Zahlen auf Luft = 1,403 beziehen, dann erhalten wir die in der zweiten Reihe sich befindenden Zahlen.

6. In seiner Berechnung der spezifischen Wärme C_v aus dem $\varkappa$-Wert hat Keutel eine Gleichung von Pier[1]) benutzt, welche das Verhältnis $\triangle$ der Dichtigkeiten von Chlor und Luft bei verschiedenen Temperaturen und Drucken angeben sollte:

$$\log(\triangle - 2{,}4494) = \frac{463{,}11}{T} - 0{,}6415 - \log T + \log p.$$

Obwohl diese Gleichung die Dichtigkeitsbestimmungen von Pier selber sehr gut darstellt, scheint es dem Verfasser, daß die Berechnung auf diesem Weg noch zu unsicher bleibt. Die Dichtigkeiten von Pier sind auf der Moissanschen Zahl[2]) $\triangle = 2{,}490$ bei 0° C und 1 Atm., gegründet; diese Zahl ist aber, wie man leicht aus einer Übersicht der experimentellen Angaben sieht, nicht allzu sicher festgestellt. Die Pierschen Dichtigkeiten stimmen mit den der anderen Beobachter nicht gut überein, was vielleicht nicht zu verwundern ist, da die letzteren[2]) auch gar nicht miteinander in Übereinstimmung sind.

Wegen dieser Unsicherheit werden wir hier lieber mit der Zustandsgleichung rechnen. Obwohl die so gewonnenen Zahlen keinen Anspruch auf große Genauigkeit haben dürfen, reichen sie für unseren Zweck vollständig aus.

Wir können aus der dem Atomgewichte entsprechenden Dichtigkeit $\triangle_0$ mittels der Berthelotschen Gleichung die Dichtigkeit des Chlors bei einer gegebenen Temperatur und einem gegebenen Druck berechnen. Wir haben[3]):

$$\triangle = \triangle_0 \left[1 + \frac{9}{128} \pi\tau(1 - 6\tau^2)\right] \qquad (9)$$

Für $\triangle_0$ nehmen wir den Wert (Luft = 1) $70{,}92 \div 28{,}98 = 2{,}436$ an. Dann erhalten wir folgende Tabelle für $\triangle$ beim Atmosphärendruck.

Tabelle III.

t° C	$\triangle/\triangle_0$	$\triangle$ (ber. Berthelot)	$\triangle$ (beob.)	$\triangle$ (ber. Pier)
0	1,0151	2,4843	2,4900[4])	2,4909
10	1,0145	2,4829	—	2,4843
16	1,0136	2,4807	2,4814[5])	2,4810
20	1,0130	2,4792	2,4807[6])	2,4790
50	1,0095	2,4707	2,4692[5])	2,4686
100	1,0059	2,4619	2,4615[6])	2,4601

1) Mém. de l'Académie, **26**, 1862.
2) Keutel, Inaug.-Diss. Berlin 1910.
3) Beibl. d. Ann. **5**, 564, 1881.
4) Wied. Ann. **13**, 20, 1881.
5) Wied. Ann. **13**, 42, 1881.
6) Vgl. die Arbeit vom Verfasser, diese Zeitschr. **14**, 969, 1913, wo diese Frage diskutiert wurde.

1) Zeitschr. physik. Chem. **62**, 385, 1908.
2) Gay-Lussac u. Thenard, Rech. phys. chim. 1811; Bunsen, Lieb. Ann. **141**, 272, 1867; Ludwig, Ber. **1**, 232, 1868; Jahn, Ber. **15**, 1242, 1882; Krafft, C. R. **107**, 301, 1888; Leduc, C. R. **116**, 968, 1893; **125**, 939, 1897; **140**, 642, 1905; Moissan u. Binet du Jassoneix, C. R. **137**, 1198, 1903; Pier, Zeitschr. physik. Chem. **62**, 385, 1908.
3) Vgl. Nernst, Theoretische Chemie, 7. Aufl. S. 276.
4) Moissan, loc. cit.
5) Aus den Pierschen Daten interpoliert.
6) Ludwig, loc. cit.

Bei Zimmertemperatur geben die Gleichung (9) und die Piersche Gleichung beinahe gleiche Resultate.

7. Aus seinem $\varkappa$-Wert berechnet Keutel C_v mittels der Pierschen Gleichung. Er schreibt bloß: „$\varkappa$ real unter Benutzung der Werte von Pier für $C_p - C_v$ $C_v = 6{,}13$ cal.“.

Pier gibt aber bei $0^0 - 25^0$ den Wert $C_p - C_v = 2{,}151$ an, woraus mit dem Keutelschen Wert $\varkappa = 1{,}365$, $C_v = 5{,}89$ sich ergeben würde. Der Wert 6,13 würde der Zahl $C_p - C_v = 2{,}238$ entsprechen, welche eine ganz enorme Abweichung von den Gasgesetzen darstellen würde. Wenn man aber mit der Berthelotschen Gleichung rechnet, bekommt man aus dem korrigierten Keutelschen Wert von $\varkappa$ (vgl. oben) $C_v = 6{,}33$.

Als ein Beweis für die Richtigkeit unserer Berechnung bietet sich die direkte Messung von C_v, welche nach Völler (loc. cit.) 6,1 — 6,2 beträgt. Da dieser Wert, der Regnaultschen Zahl gemäß, noch etwas zu klein sein dürfte, würde 6,39 wahrscheinlich näher als 5,8 den richtigen Wert ankommen.

Aus allen Gründen scheint es dem Verfasser, daß die aus seinen Messungen berechneten spezifischen Wärmen einen Fehler von mehr als ein Halbprozent kaum enthalten können.

University of Manchester, 27. April 1914.

(Eingegangen 30. April 1914.)

Versuche über die Lichterregung durch Kathodenstrahlen in Wasserstoff.

Von J. Holtsmark.

Die Intensitätsverteilung in einem Serienspektrum ist oft untersucht worden. Meist hat man dazu Geißlerröhren verwendet, die unter den verschiedensten Bedingungen betrieben wurden, teils mit Wechselstrom, teils mit Gleichstrom[1]). Gegen die Verwendung von Wechselstrom haben schon Konen und Jungjohann[2]) Bedenken erhoben, weil die elektrischen Verhältnisse in einem damit betriebenen Geißlerrohr sehr schlecht definiert sind. In einer Reihe von Arbeiten[1]) sind daher Gleichstromröhren verwendet, gewöhnlich wurden aber sehr hohe Stromdichten gebraucht, so daß die Resultate durch Absorption kompliziert sein können. Das gleiche gilt von den Arbeiten von Pflüger[3]) und Grebe[4]), wo die Intensitätsverteilung im Spektrum der Hg-Lampe gemessen ist. Nach den Arbeiten von Küch und Retschinsky[1]) ist die Absorption in der Hg-Lampe sehr bedeutend und außerdem selektiv, ebenso zeigte Ladenburg[2]), daß die Absorption in einem Wasserstoffrohr bei hoher Stromdichte bedeutend werden kann.

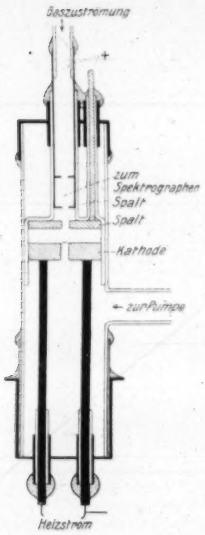
Vegard[3]) hat die Intensitätsverteilung im Spektrum der Wasserstoffkanalstrahlen gemessen bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Drucken. Da die Stromstärke klein war, ist es anzunehmen, daß Komplikationen durch Absorption hier nicht eingetreten sind. Er fand, daß das Intensitätsverhältnis von H_α zu H_β sowohl in der „ruhenden“ wie in der „bewegten Intensität“ unabhängig von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, aber abhängig vom Druck ist.

Es schien nun von Interesse zu sein, die Lichterregung durch Kathodenstrahlen in derselben Weise zu untersuchen, speziell wäre die eventuelle Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Geschwindigkeit der erregenden Kathodenstrahlen interessant. Herr Vegard fand, daß die Intensitätsverteilung im Spektrum des negativen Glimmlichts, wo man wohl als Lichterreger Elektronen annehmen darf, eine andere ist als in den Kanalstrahlen oder im positiven Licht. Ebenso fand Herr Vegard, daß bei Änderung des Druckes im Rohr und gleichzeitiger Änderung der Spannung, auch die Intensitätsverteilung im negativen Glimmlicht geändert wurde. Er erklärt diesen „Druckeffekt“ dadurch, daß gleichzeitig der Kathodenfall geändert wurde, und damit auch die Geschwindigkeit der erregenden Elektronen. Diese Geschwindigkeitsänderung macht er für die Änderung der Intensitätsverteilung verantwortlich.

Bei meinen Versuchen wurden die Kathodenstrahlen mit Hilfe einer Wehneltkathode hergestellt. Man hat es dann in der Hand, die Spannung und den Druck unabhängig voneinander zu ändern und kann durch passende Regulierung der Heizstromstärke auch die Stromstärke beliebig einstellen. Die Strahlen gingen senkrecht von der Kathode aus, und traten entweder durch ein Drahtnetz oder durch zwei Spalte in einen allseitig von Metall umgebenen Raum ein, der deshalb nahezu feldfrei ist. Die Spannung wurde zwischen die Kathode und die Spalte bzw. das Drahtnetz angelegt, so daß diese letzteren als Anode dienten. Der Strahl wurde teils in dem feldfreien Raum im Käfig photographiert, teils wurde der Strahl unterhalb des Käfigs auf den Spalt projiziert. Das Photo-

1) Literatur bei Kyll, Diss. Münster 1911.
2) Konen u. Jungjohann, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, S. 128 ff., 1910.
3) Pflüger, Ann. d. Phys. **26**, 789, 1908.
4) Grebe, diese Zeitschr. **11**, 1121, 1910.

1) Küch u. Retschinsky, Ann. d. Phys. **22**, 852, 1907.
2) Ladenburg, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 54, 1910.
3) Vegard, Ann. d. Phys. **39**, 111, 1912.



metrieren wurde dann an dem Ende der Linie vorgenommen, welches das Bild von dem Teil des Strahles nahe am Käfig war. Es zeigte sich, daß beides gleiche Resultate gab. Als Gas wurde Wasserstoff verwendet, der während des Versuches dauernd strömte. Zur Fernhaltung von Hg-Dämpfen wurde mit fester Kohlensäure und Äzeton gekühlt.

Die Linien H_β und H_γ wurden auf photographischem Wege miteinander verglichen nach der von Koch[1]) angegebenen Methode. Solange man die Verschiedenheit der Plattenempfindlichkeit für verschiedene Farben nicht kennt, kann man nichts über das absolute Intensitätsverhältnis von H_β zu H_γ aussagen; die Änderungen dieses Verhältnisses können aber ohne diese Kenntnis gemessen werden, und nur auf die Änderungen kommt es in unserem Falle an.

In den folgenden Tabellen ist das Verhältnis H_β/H_γ für irgendeine Spannung gleich Eins gesetzt und die übrigen Zahlen darauf bezogen. Zahlen von zwei verschiedenen Nummern sind also nicht miteinander vergleichbar. Die erste Tabelle enthält Versuche, wo der Druck und die Stromstärke konstant gehalten wurden und nur die Spannung verändert wurde.

1) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **30**, 841, 1910.

Tabelle I.

1. Druck 0,006 mm. Mittlere Stromstärke 3 MA.

Spannung	500 Volt	1200 Volt
H_β/H_γ	1,04	1,00

2. Druck 0,026 mm. Mittlere Stromstärke 0,7 MA.

Spannung	17 Volt	57 Volt	200 Volt	1700 Volt
H_β/H_γ	1,07	1,00	0,99	1,00

3. Druck 0,033 mm. Mittlere Stromstärke 3 MA.

Spannung	130 Volt	210 Volt	340 Volt	475 Volt	755 Volt
H_β/H_γ	1,00	0,96	0,92	1,04	1,06

4. Druck 0,041 mm. Mittlere Stromstärke 0,2 MA.

Spannung	50 Volt	700 Volt
H_β/H_γ	0,95	1,00

5. Druck 0,044 mm. Mittlere Stromstärke 0,5 MA.

Spannung	32 Volt	37 Volt	40 Volt	44 Volt	50 Volt	60 Volt
H_β/H_γ	0,99	1,02	1,03	1,02	1,00	1,01

6. Druck 0,070 mm. Mittlere Stromstärke 3 MA.

Spannung	110 Volt	220 Volt	550 Volt
H_β/H_γ	0,80	0,92	1,00

Man sieht, daß die Änderungen in dem Verhältnis H_β/H_γ niemals groß sind, obgleich die verwendeten Spannungen in dem Bereiche von 17 bis 1700 Volt geändert wurden. Die größte Änderung ist in einem Falle 20 Proz. Das Verhältnis hat sich auch in verschiedenen Fällen in verschiedenem Sinne geändert. Nach den Versuchen von Gehrcke und Seeliger[1]) und von Rau[2]) weiß man, daß die Emission einer Linie nicht mit steigender Spannung allmählich stärker wird, sondern daß bei einer gewissen Spannung die Emission plötzlich oder sehr rapid einsetzt; bei weiterer Steigerung der Spannung erreicht die Linie sehr bald ihre volle Stärke. Es scheint mir deshalb sehr plausibel, daß das Intensitätsverhältnis zweier zu einer Serie gehörigen Linien von einer gewissen niedrigen Spannung an sich nicht mehr ändert. Die oben mitgeteilten Zahlen zeigen, daß das innerhalb 20 Proz. zutrifft. Sie zeigen auch, daß die nach

1) Gehrcke u. Seeliger, Verh. d. D. phys. Ges. **14**, 335 u. 1023, 1912.
2) H. Rau, Sitzber. d. phys.-med. Ges. Würzburg 1914.

den Versuchen in Helium von Rau zu erwartende Änderung schon bei ganz kleinen Spannungen aufhören muß. Die in einem Falle angegebene Zahl, 17 Volt, kann sehr gut um ein paar Volt falsch sein, hervorgebracht durch Ladungen im Gas oder dergleichen, mehr aber kaum. Sie ist an der Grenze gemessen, wo die Farbe des Strahles — zunächst infolge von Änderungen im Viellinienspektrum[1]) — sich ändert, und diese Zahl ist auch von Gehrcke und Seeliger ungefähr ebenso groß gefunden. Bei den kleinen Spannungen wurde nach dem Vorschlag von Herrn Rau ein Magnetfeld parallel zu den Strahlen eingeschaltet. Dies bewirkt, daß das Licht viel stärker wird und daß gleichzeitig die Stromstärke steigt. In spektraler Hinsicht konnte kein Einfluß bemerkt werden.

Herr Vegard hat bei den Kanalstrahlen gefunden, daß die eintretenden Änderungen im Verhältnis H_α/H_β weit größer sind, als im Verhältnis H_β/H_γ. Es wäre daher denkbar, daß auch in diesem Falle die Änderungen bei H_α und H_β zu beobachten wären, wenn auch H_β und H_γ keine oder nur minimale Änderungen zeigten. Es wurde daher ein Kontrollversuch gemacht, wo H_α/H_β gemessen wurde.

Tabelle II.

Druck 0,009 mm. Mittlere Stromstärke 4 MA.

Spannung	52 Volt	100 Volt	600 Volt
H_α/H_β	1,00	0,97	1,07

Die Änderungen von H_α/H_β liegen, wie man sieht, innerhalb der Fehlergrenzen. Aus den mitgeteilten Zahlen darf man wohl schließen, daß im Intervall von 20—1700 Volt keine Änderung der Intensitätsverteilung in der Wasserstoffserie mit der Geschwindigkeit der erregenden Kathodenstrahlen existiert, die größer als 20 Proz. ist; wahrscheinlich ist sie viel kleiner.

Es wurden dann einige Versuche gemacht, um die Einwirkung des Druckes auf die Intensitätsverteilung festzustellen. Das Rohr war hierbei dasselbe, wie in den vorigen Versuchen. Es ergab sich das folgende.

Tabelle III.

1. Spannung 200 Volt, Stromstärke 2 MA.

Druck in mm	0,003	0,007	0,029	0,092	0,187
H_β/H_γ	1,00	1,12	1,21	1,30	1,40

1) Vgl. auch Fulcher, diese Zeitschr. 13, 1137, 1912.

2. Spannung 200 Volt, Stromstärke 1 MA.

Druck in mm	0,005	0,016	0,038	0,215	0,68
H_β/H_γ	1,00	1,08	1,13	1,13	1,19

3. Spannung 200 Volt, Stromstärke 1,5 MA.

Druck in mm	0,023	0,11
H_β/H_γ	1,00	1,09

4. Spannung 500 Volt, Stromstärke 3 MA.

Druck in mm	0,023	0,11
H_β/H_γ	1,00	1,32

5. Spannung 750 Volt, Stromstärke 3 MA.

Druck in mm	0,005	0,015	0,036	0,077
H_β/H_γ	1,00	1,06	1,29	1,44

Man sieht, daß sich in allen Fällen das Intensitätsverhältnis H_β/H_γ in derselben Weise mit dem Druck geändert hat, und zwar ist mit steigendem Druck H_β und H_γ relativ stärker geworden. Der Betrag der Änderung ist verschieden: die Tatsache, daß er immer im selben Sinne beobachtet ist, macht seine Realität aber ziemlich wahrscheinlich. Der Sinn der Änderung ist derselbe, wie der von Herrn Vegard im negativen Glimmlicht beobachtete, was man wohl auch als eine Stütze der Realität annehmen darf.

Zum Schluß wurde noch untersucht, ob die Stromstärke einen Einfluß auf das Intensitätsverhältnis hat. Dabei wurde die Spannung und der Druck konstant gehalten.

Tabelle IV.

Spannung 200 Volt, Druck 0,065 mm.

Stromstärke in MA.	0,5	2	4	8	16	32
H_β/H_γ korr.	1,01	1,02	1,00	1,10	1,06	1,13
H_β/H_γ nicht korr.	(1,01)	(1,02)	(1,00)	(1,11)	(1,05)	(1,06)

Die eingeklammerten Zahlen sind erhalten ohne Berücksichtigung des kontinuierlichen Grundes in der Nähe der Linien. In den Zahlen der zweiten Zeile ist die Intensität dieses Grundes von der der Linie abgezogen. Nur bei der größten Stromstärke von 32 MA. hat diese Korrektion Bedeutung. Bei dieser Stromstärke ist allerdings die Entladung an der Grenze der Bogenentladung. Bei den Versuchen wurde eine

solche Stromstärke nie verwendet, da Absorption hier möglich wäre, obgleich die Stromdichte in den Versuchen von Ladenburg[1]) viel größer als hier gewesen ist.

Zusammenfassung. Die Intensitätsverteilung im Serienspektrum des Wasserstoffs ist bei der Erregung durch Kathodenstrahlen im Bereiche von 20—1700 Volt unabhängig von der Strahlengeschwindigkeit innerhalb einer möglichen Fehlergrenze von 20 Proz. Die Intensitätsverteilung ist dagegen abhängig vom Druck, und zwar wird mit steigendem Druck die Intensität der nach Rot gelegenen Glieder der Serie relativ stärker als die der nach Violett gelegenen.

Eine Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Stromstärke konnte im Bereiche von 0,5—32 MA. nicht festgestellt werden, doch scheint die Größe des Druckeffekts von der Stromstärke abzuhängen.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Wien, möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für sein stetes Interesse daran, meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Harms und Herrn Privatdozenten Dr. Räu für viele wertvolle Ratschläge während der Arbeit. Ich veröffentliche die Versuche, trotzdem sie in manchen Punkten ergänzungsbedürftig sind, schon jetzt, weil sie durch meinen Weggang von Würzburg zunächst unterbrochen wurden.

1) Ladenburg, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 54, 1910.

Kristiania, Mai 1914.

(Eingegangen 22. Mai 1914.)

Eine neue Methode zum Nachweise und zur Messung des Strahlungsdruckes bzw. der von diesem auf kleine Partikel übertragenen Bewegungsgröße[1]).

Vorläufige Mitteilung.

Von Felix Ehrenhaft.

Seit Keplers und Longomontanus' Zeiten hat man die Existenz von Druckkräften, ausgeübt von der Strahlung, vermutet. Auch die neueren elektromagnetischen Theorien sehen solche Kräfte durchaus vor. Nicht nur sie haben diese Druckkräfte in den Vordergrund physikalischen Interesses gerückt, sondern vor allem die grundlegenden Gedanken Svante Arrhenius' haben dieser Frage allgemeinere Bedeutung verliehen[1]). Schwarzschilds bekannte Berechnungen des Lichtdruckes auf reflektierende kleine Kugeln von der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes und darunter paßten die theoretischen Fragen astrophysikalischen Verhältnissen an und lassen bei einem bestimmten Verhältnis des Partikelradius zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung ein Maximum des Verhältnisses des Lichtdruckes zur auffallenden Energie erwarten[2]). F. Hasenöhrl berechnete den Lichtdruck auf ein sogenanntes freies Elektron.

P. Lebedew erwies experimentell die Existenz des Lichtdruckes, Nichols und Hull vervollständigten diesen Nachweis.

Bei diesen experimentellen Untersuchungen wird der Lichtdruck, ausgeübt auf dünne Flügel, mit dem Torsionsmoment eines Fadens ausbalanciert. Diese Aufhängung der Flügel hat den Nachteil, daß dieselben nicht beliebig klein und dünn gemacht werden können. Naturgemäß werden sie durch den Lichtdruck nur in eine um eine Achse drehende Bewegung versetzt.

Der Nachweis der Progressivbewegung einzelner sehr kleiner Teilchen ponderabler Materie (kosmischen Staubes usw.), hervorgerufen durch Verwandlung elektromagnetischer in mechanische Bewegungsgröße, spielt bei astrophysikalischen Fragen eine große Rolle. Allerdings werden die an sich kleinen Kräfte des Lichtdruckes auf solch kleine Partikel minimal sein. Da jedoch das Verhältnis der Oberfläche zum Volumen bei abnehmender Partikelgröße zunimmt, können die vom Strahlungsdrucke zu gewärtigenden Wirkungen solchen anderer Kräfte gleich werden oder diese überwiegen und so trotz ihrer außerordentlichen Kleinheit in noch meßbare Größenordnungen gelangen.

Als Vorbedingung des Nachweises solch kleiner Kräfte ist aber die physikalische, sowohl experimentelle als auch theoretische Beherrschung der Bewegung von Partikeln verschiedener Substanzen, vor allem auch der Metalle, von der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes und darunter nötig gewesen. Die Methode zum messenden Verfolgen solcher Kugeln im Gase auf ihrer Bahn ist von mir anläßlich der Versuche über die elektrischen Ladungen kleinster Kügelchen angegeben und erneuert in den Wiener Akademieberichten 1914, Bd. CXXIII (IIa), 53—155, ausführlich besprochen worden[3]).

1) Mitgeteilt aus dem Anzeiger Nr. XI der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien vom 7. Mai 1914, S. 180.

1) Svante Arrhenius, Über die Ursachen der Nordlichter, diese Zeitschr. **2**, 81 u. 97, 1900.

2) Neuerdings wurden diese Berechnungen von P. Debye auf Kugeln beliebigen Materials ausgedehnt.

3) Wiener Akademieberichte, Bd. CXVIII, 1909 (2a), 321; Bd. CXIX, 1910 (2a), 815; Bd. CXXIII, 1914 (2a), 53. Ferner F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. **10**, 308, 1909; **11**, 619 u. 940, 1910; **12**, 94 u. 261, 1911. Comptes rendus

Dieser Weg führte mich auch, wie ich schon in den Wiener Berichten 1910, l. c., S. 835, erwähnte, zu einem qualitativen Nachweis des Strahlungsdruckes und gestattet nunmehr dessen quantitative Messung. Es wird im folgenden die hierzu geeignete Anordnung in kurzem beschrieben.

Man durchleuchtet einen exakt horizontal montierten, möglichst kleinen homogenen Kondensator, dessen vertikal gerichtetes Feld rasch kommutierbar ist, mit den Strahlen einer Bogenlampe, die durch ein Mikroskopobjektiv (Brennweite etwa 17 mm, *A A* von Zeiß) durch die Mitte des Kondensatorhohlraumes gesandt werden. Die Stelle engster Einschnürung des horizontal gerichteten Doppelkegels der beleuchtenden Strahlen falle mit der Kondensatormitte zusammen. Man beobachtet die Metallkügelchen[1]) mit einem Mikroskop (Objektiv *A A* von Zeiß, Vergrößerung etwa 1000fach), das exakt senkrecht zur Achse des beleuchtenden Kegels horizontal montiert ist, so daß die Vorgänge in einer Vertikalebene zur Beobachtung gelangen. Bei überdies leicht erreichbarer schwach diffuser Durchleuchtung des übrigen Raumes zwischen den Kondensatorplatten sieht man vorerwähnte Metallkügelchen[1]) bei scharf eingestelltem Beobachtungsmikroskop als je nach ihrer Größe mehr oder minder intensiv leuchtende Punkte, die eine selektive Eigenfarbe (optische Resonanz) des von den Metallpartikeln abgebeugten Lichtes erkennen lassen, auch außerhalb des obenerwähnten Kegels intensivster Beleuchtung.

Die Kugeln fallen in vertikalen Bahnen und können vermöge ihrer elektrischen Ladung wieder in die Höhe gezogen und bei geeigneter Regulierung der Spannung für unsere Zwecke genügend lange an einer bestimmten Stelle praktisch schwebend erhalten werden.

Nachfolgende Erscheinungen erweisen die Existenz des Lichtdruckes und gestatten dessen quantitative Messung.

Ein Gold- oder Quecksilberkügelchen fällt in einem von schwach diffusen Strahlen durchleuchteten Teile des Kondensators in vertikaler Bahn. Läßt man es in den intensiven Lichtkegel fallen, dann erhält es sofort einen horizontalen Bewegungsimpuls in der Richtung der Fortpflanzung der beleuchtenden Strahlen. Dieser ist insbesondere im intensivsten Teile des Lichtkegels oft so groß, daß die Partikel in horizontaler Bahn im Sinne der Fortpflanzung der Lichtstrahlen fortgeführt werden. Zieht man das geladene Kügelchen vermöge des elektrischen Feldes aus dem intensiven Teile des Lichtkegels, dann gerät es sofort wieder in seine vertikale Steig- oder Fallbewegung. Durch ein elektrisches Feld wieder in den intensiven Lichtkegel gezogen, erhält das Goldkügelchen augenblicklich wieder den horizontalen Bewegungsimpuls durch die Druckkräfte des Lichtes. Gelangt das Kügelchen durch den Lichtdruck aus der Zone der engsten Einschnürung (intensivster Beleuchtung) in horizontaler Richtung fortgetragen in Zonen geringerer Intensität, dann sieht man augenfällig das Abnehmen der horizontalen Geschwindigkeitskomponente. Horizontale Geschwindigkeitskomponenten von Goldkügelchen von der Größenordnung von Bruchteilen der Wellenlänge des Lichtes wurden in der Zone intensivster Beleuchtung im Stickstoff von Atmosphärendruck gemessen zu 5,8, 13,9, 18,5, 20,0, 56,9, $60{,}0 \cdot 10^{-4}$ cm/sek.

Eine einfache Modifikation obiger Versuche gestattet den Nachweis, daß die beobachtete Bewegung der Kügelchen bei Unterbrechen der intensiven Beleuchtung augenblicklich sistiert wird, und bei erneuerter Beleuchtung augenblicklich wieder eintritt[1]).

Die Methode gestattet ohne weiteres jene Modifikation, welche für die Theorie der Kometenschweife und andere astrophysikalische Fragen von Interesse ist. Richtet man den Lichtkegel der beleuchtenden Strahlen vertikal nach aufwärts, dann wirken Erdschwere und Lichtdruck einander entgegen und überlagern einander wechselseitig. Diese beiden Kräfte können einander also auch das Gleichgewicht halten.

Ersichtlicherweise existieren bestimmte Größen der Metallkügelchen, bei welchen sich, wie vom Standpunkte der Theorie aus zu erwarten ist, eine maximale Wirkung des Lichtdruckes zur einfallenden Strahlung zeigt. Zur Berechnung desselben sind die optischen Konstanten der Partikelchen in Rücksicht zu ziehen.

Betrachtet man ein Partikel etwa zunächst auf horizontaler Bahn unter solchen Verhältnissen, daß beschleunigende Wirkungen durch den Lichtdruck nicht mehr eintreten, dann lautet die Bewegungsgleichung des horizontal im widerstehenden Mittel durch den Lichtdruck fortgeführten Partikels unter Voraussetzung der bereits anderen Ortes erwiesenen Annahme[2]), daß die Geschwindigkeit des Partikels der wirkenden Kraft proportional ist.

T. 158, Nr. 15, 1914, S. 1071. Berichte der Deutschen phys. Gesellschaft 1913, S. 1187 u. 1350.

1) Die Art der Erzeugung solcher Metallkugeln im Gase habe ich mehrmals beschrieben, vgl. Sitzber. der Wien. Akad., Bd. CXVI (IIa), 1907, S. 1175; für Quecksilberkügelchen l. c. 70, 1914.

1) Radiometerwirkungen dürften bei diesen Versuchen wegen der außerordentlichen Kleinheit der Partikel und ihres metallischen Charakters keine Rolle mehr spielen.

2) Wiener Ber., l. c., S. 108, Fußnote.

$$p = \frac{1}{B} v_p .$$

Hierin bedeutet p den Lichtdruck auf das Partikel, B die Beweglichkeit des Partikels und v_p dessen meßbare Geschwindigkeit.

Die Beweglichkeit B ist für jedes Partikel nach dem von mir l. c. erörterten Wege aus den Fallgeschwindigkeiten bestimmbar.

Betrachten wir andererseits ein Partikel vom Gewichte $m \cdot g$ in vertikaler Bahn bei vertikal nach aufwärts gerichteten beleuchtenden Strahlen, dann lauten die Bewegungsgleichungen des Partikels unter vorerwähnten Voraussetzungen

$$m \cdot g = \frac{1}{B} \cdot v_f, \quad p - m \cdot g = \frac{1}{B} \cdot v_p ,$$

v_f bedeutet die meßbare Fallgeschwindigkeit unter bloßem Einfluß der Erdschwere, v_p die Steiggeschwindigkeit bei durch die Schwerkraft teilweise kompensiertem Lichtdruck. B ist auch hier aus den Fallgeschwindigkeiten des Partikels nach den l. c. erörterten Methoden bestimmbar.

Auf vorbeschriebenem Wege ist also der direkte Nachweis der Fortführung kleiner Partikelchen durch den Lichtdruck gelungen. Die Methode gestattet weiter, die Größe des Lichtdruckes auf Partikeln von der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes und darunter beliebigen Materials zu messen. Bei Benutzung des Lichtes bestimmter Wellenlänge läßt sich die auch für astrophysikalische Fragen wesentliche Prüfung der Schwarzschild-Debyeschen Berechnungen vornehmen. Schließlich wird die beobachtete Größenordnung des Strahlungsdruckes, folgend aus obigen Gleichungen, mit einer Absolutmessung der beleuchtenden Strahlen verglichen. Die Methode paßt sich den astrophysikalischen Verhältnissen vollkommen an und ist geeignet, den bekannten Hypothesen von Arrhenius festen Boden zuzuführen.

Die ausführliche Mitteilung wird in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie veröffentlicht werden.

Wien, 1. Physikalisches Institut der k. k. Universität, 7. Mai 1914.

(Eingegangen 10. Mai 1914.)

Über eine notwendige Vorsichtsmaßregel bei der Photometrie sehr großer Lichtstärken vermittels hochempfindlicher Alkalimetallzellen.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die folgende Mitteilung soll eine kurze Ergänzung einer früheren Abhandlung von uns geben, in der wir die Vorsichtsmaßregeln und die Bedingungen zusammengestellt haben, unter denen der durch eine Alkalimetallzelle fließende Photostrom der Intensität des auffallenden Lichtes proportional bleibt[1]).

Die größte der bei den früheren Versuchen angewandten Beleuchtungsstärken war mit dem Lichte der Februarsonne erreicht, das durch eine Blende von 1 cm² Öffnung nach dem Durchgange durch zwei gleich orientierte Nicols die Alkalimetallfläche traf. Der zugehörige Photostrom bei 20 Volt beschleunigender Spannung betrug etwa $3 \cdot 10^{-6}$ Amp., die Zelle enthielt eine Atmosphäre von verdünntem Argon, die Kathodenfläche war in bekannter Weise durch Einwirkung des Glimmstroms hochempfindlich gemacht.

So beträchtlich auch die hier zur Wirkung kommende Lichtmenge war, so wird sie doch ganz wesentlich durch diejenige übertroffen, die eine Zelle unter Mittag von April bis August zugeführt erhält, die der vollen Strahlung der Sonne allein oder auch der des gesamten Himmels ausgesetzt ist. Wird zugleich die Voltbelastung der Zelle noch vermehrt, so nimmt der Photostrom Beträge an, die an 10^{-3} Amp. herankommen können. Bei den in diesem Falle auftretenden hohen Stromintensitäten zeigt die Zelle nun eine Anomalie in der Art, daß der gemessene Photostrom der Lichtstärke nicht mehr proportional bleibt, sondern in wesentlich schnellerem Maße als diese zunimmt; sowohl eine geringe Vermehrung der Belichtung bei konstanter Kathodenspannung wie auch eine solche der Spannung bei gleichbleibender Belichtung kann ein unverhältnismäßiges Ansteigen des Photostroms herbeiführen.

Beachtet man, daß in den Zellen mit Argonfüllung der Photostrom nicht allein durch die Elektronenstrahlung der Kathode unterhalten wird, sondern in überwiegendem Maße durch die Ionisierung des Gases infolge des Stoßes der im angelegten Felde beschleunigten Elektronen, so zeigt das genannte Verhalten, daß bei einer gewissen kritischen Stromstärke ein Vorgang im Gasinhalte eintritt, der dessen Ionisierung stärker zunehmen läßt, als es der bloßen Vermehrung der Elektronenemission an der Kathode entspricht. Wir glauben annehmen zu dürfen, daß hier unter Mitwirkung des Lichtes derselbe Prozeß abläuft, der allgemein zu dem Auftreten der leuchtenden, d. h. der selbständigen Entladung in einem Gase führt.

Tatsächlich läßt sich diese selbständige Entladung in einer gaserfüllten Alkalimetallzelle schon durch sehr geringe Beleuchtungsstärken

1) J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschr. **14**, 741, 1913.

auslösen, wenn die Elektrodenspannung dicht unter derjenigen liegt, die ohnehin schon im Dunkeln dieselbe Entladungsform herbeiführen würde. Ist die Spannung erheblich kleiner, so bleibt die leuchtende Entladung, zu deren Hervorrufung jetzt eine größere auffallende Lichtmenge gehört, nur während der Dauer der Belichtung bestehen, im Dunkeln erlischt sie vollkommen. Bei einer Elektrodenspannung von nur etwa 100 Volt konnten wir durch Bestrahlung mit dem Licht einer Quecksilberbogenlampe noch eine deutlich sichtbare Entladung im Innern einer Helium-Argon-Zelle hervorrufen, die Wahrnehmung des begleitenden Lichtscheines wird natürlich um so schwieriger, je kleiner die angelegte Spannung ist, da entsprechend das einfallende Licht von größerer Intensität gewählt werden muß. Mit dem Einsetzen der selbständigen Entladung tritt nun, wie man an einem eingeschalteten Galvanometer erkennt, eine Unstetigkeit, nämlich eine plötzliche Zunahme des durch die Zelle fließenden Stromes ein.

Es ist wahrscheinlich, daß die beschriebene Erscheinung durch sehr hohe Lichtintensitäten schon bei Elektrodenspannungen von nur 50 bis 60 Volt ausgelöst werden kann, sie ist dann wegen ihrer Lichtschwäche gegenüber der starken Beleuchtung der Zelle durch das erregende Licht nicht sichtbar. Man beobachtet alsdann nur die unverhältnismäßige Zunahme des Photostroms bei vermehrter Beleuchtung oder erhöhter Spannung.

Diese durch eine Änderung des Entladungsvorgangs herbeigeführte Anomalie haben wir nur an solchen Zellen bemerkt, die einen merklichen Gasdruck im Innern zeigen; es war von vornherein zu erwarten, daß sie an Zellen mit gutem Vakuum, auch bei hochempfindlich gemachten Kathodenflächen, nicht auftreten würde. Schließt man eine solche leere Zelle in eine lichtdichte Kapsel ein und schaltet eine verstellbare Blende davor, so ergibt sich bei normal auffallendem Sonnenlicht der Photostrom in guter Annäherung dem Quadrat der Blendenöffnung proportional. Freilich bleiben die Stromintensitäten weit hinter den bei Argonfüllung erreichten zurück; wird doch der Photostrom jetzt allein durch die von dem Alkalimetall ausgestrahlten Elektronen unterhalten. Vergrößerung der beschleunigenden Spannung bringt keine wesentliche Erhöhung der Stromstärke hervor, die Zelle zeigt eben nahezu Sättigungsstrom auch bei den höchsten vorkommenden Beleuchtungsstärken.

Für die Praxis der Photometrie mit Alkalimetallzellen ergeben sich aus dieser Mitteilung (die nur den Zwecken der Praxis dienen soll) folgende Regeln.

Sollen sehr große Beleuchtungsstärken verglichen werden, so verwendet man am besten Zellen mit gutem Vakuum, auch bei diesen reicht die Empfindlichkeit der früher von uns empfohlenen Zeigergalvanometer[1]) (sogenannte Nadirinstrumente in Dosenform) für Sonnen- und Himmelslicht bei hohem Sonnenstande vollkommen aus.

Die Zellen mit Argonfüllung sind ihrer Natur nach besonders zur Messung geringerer Lichtstärken (bis zu Sternhelligkeiten herab) bestimmt. Will man sie für größere Intensitäten verwenden, so hat man sich zuerst mittels einer vorgeschalteten Blende zu vergewissern, wie weit in parallelem Lichte die Proportionalität des Photostroms mit dem Quadrat der Blendenöffnung bestehen bleibt. Durch Wahl einer genügend kleinen Blendenöffnung kann man erreichen, daß man auch bei den stärksten zu vergleichenden Intensitäten noch innerhalb des Proportionalitätsbereichs bleibt.

Eine Größenordnung von 10^{-6} Amp. für den Photostrom sollte bei dieser Art von Zellen im allgemeinen nicht überschritten werden, natürlich ist der von einer zur anderen verschiedene Gasdruck für diese Grenze der Verwendbarkeit vor allem maßgebend.

1) J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschr. **13**, 739, 1912.

(Eingegangen 6. Mai 1914.)

Über einige Anwendungen des Einfadenelektrometers in der drahtlosen Telegraphie.

Von Theodor Wulf.

Zuerst seien noch zwei allgemeine Bemerkungen über das kürzlich beschriebene[1]) Instrument selber gestattet.

Es ist nämlich inzwischen der Firma Heraeus gelungen, Fäden nach Wollaston aus Aluminium herzustellen, bis zu einem Minimaldurchmesser von 4 μ.

Da dieselben bei der gleichen Dicke wie Platinfäden eine neunmal geringere Masse besitzen, so haben sie bei derselben Spannung eine kürzere Schwingungsdauer und eine stärkere Dämpfung als die Platinfäden. Obwohl diese großen Vorzüge erst ganz zur Geltung kommen können, wenn sie sich in derselben Feinheit herstellen lassen wie die Platinfäden[2]), so liefern sie doch auch jetzt schon ein sehr brauchbares Material. Kurve Fig. 1 enthält die

1) Theodor Wulf, diese Zeitschr. **15**, 250, 1914.

2) Anm. bei der Korrektur: Soeben erfahre ich von der Firma Heraeus in Hanau, daß jetzt auch schon feinere Fäden zu haben sind.

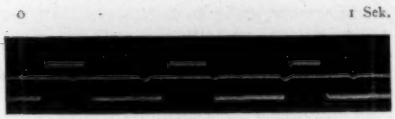


Fig. 1.

Einstellung eines solchen Fadens bei der höchsten Spannung, die ich bisher dem Faden zu geben wagte. Die ganze Strecke zwischen den zwei weißen Querstrichen umfaßt eine Sekunde, der Jaquetsche Zeitschreiber in der Mitte des Streifens zeichnet 0,2 Sekunden. Man sieht ohne weiteres die sehr starke Dämpfung, das Dämpfungsverhältnis ist $k = 3$. Über die Haltbarkeit kann bisher nur so viel gesagt werden, daß der erste Faden, der anfangs April eingezogen wurde, und der zu fast allen in dem Vorliegenden wiedergegebenen Registrierungen gedient hat, auch heute noch im Gebrauch ist.

Die Vorrichtung zum Registrieren war die auch sonst bei den Fadeninstrumenten übliche. Als Lichtquelle diente ein Zweivoltosramlämpchen, das aber bei größerer Papiergeschwindigkeit höher belastet wurde. Die Lämpchen gaben dann ein sehr lichtstarkes Bild des leuchtenden Fadens und erlaubten Registriergeschwindigkeiten bis etwa 7 cm/sec.

Das Lämpchen ertrug diese Überlastung monatelang, wobei allerdings gesorgt wurde, daß nur während der eigentlichen Registrierungen die Stromstärke so hoch war. Das Lämpchen war mit dem Elektrometer fest verbunden, so daß die einmal vorgenommene Einstellung fortan erhalten blieb.

Fig. 2 zeigt das Elektrometer mit dem Lämpchen in einer kleinen Laterne.

Das Registrierinstrument von der Firma Günther & Tegetmeyer (Braunschweig) war ebenfalls das übliche; es besteht aus einem Federuhrwerk, zwei Walzen zum Auf- und Abwickeln des Papiers, einer Zylinderlinse und einer Millimeterskala. Ein Teil des einfallenden Lichtes wird durch einen 45°-Spiegel nach oben geleitet auf eine Mattscheibe, auf welcher man die Lage und die Scharfeinstellung des Fadens jederzeit, auch während des Registrierens selbst, sehen kann.

I. Das Einfadenelektrometer als Empfangsinstrument bei der drahtlosen Telegraphie.

Die bisher üblichen Empfangsapparate, Telephon und Galvanometer benutzen ausschließlich die elektromagnetischen Wirkungen der ankommenden Wellen. Da aber die eintreffende Energie abwechselnd als strömende und als ruhende

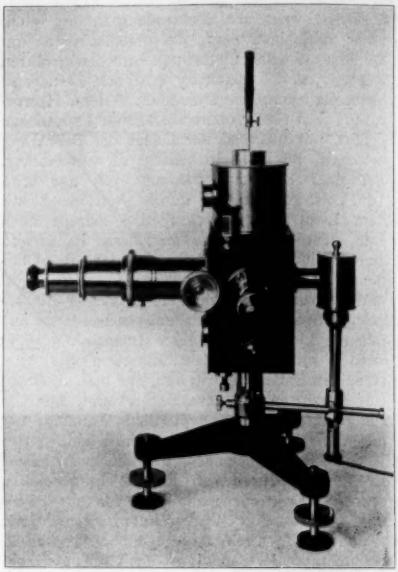


Fig. 2.

Elektrizitätsmenge vorhanden ist, so kann man sich ebenso gut der elektrostatischen Wirkungen bedienen, vorausgesetzt, daß man ein geeignetes Instrument zur Verfügung hat. Das beschriebene Einfadenelektrometer mußte wegen seiner hohen

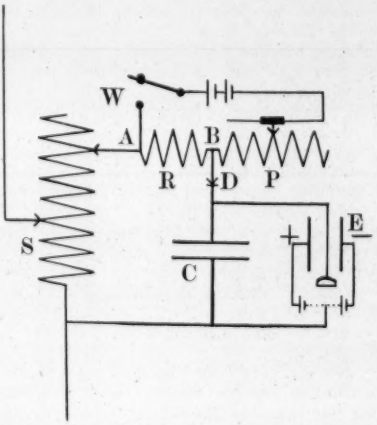


Fig. 3.

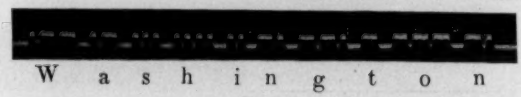


Fig. 4.

Fig. 5.

Empfindlichkeit und seiner schnellen Einstellung für diesen Zweck sehr geeignet erscheinen. Der Versuch gelang auch sofort, und schon vor zwei Jahren habe ich mit dem Instrument bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis in Namur die Zeitzeichen des Eiffelturms aufgenommen.

Die angewandte Schaltung ist die übliche (vgl. Fig. 3). Von der Antenne führt eine regulierbare Selbstinduktion S zur Erde. Ein zweiter Stromkreis enthält ebenfalls eine Spule, den Detektor D und eine Kapazität C, die Koppelung kann galvanisch oder induktiv sein. Das Elektrometer E, zur Erhöhung der Empfindlichkeit mit Fremderregung geschaltet, mißt die Spannung des Kondensators. Es ist also an dem Schwingungskreis nur insoweit beteiligt, daß es die Kapazität um ein geringes vermehrt. Durch Umlegen der Wippe W kann eine Hilfsspannung an den Detektor gelegt werden, was jedoch bei den Kontaktdetektoren überflüssig ist. Fig. 4 zeigt eine Probe einer Aufnahme[1]) von Norddeich mit einem Zinkitdetektor. Die Ausschläge sind nach oben gerichtet, die hellen Vertikalstriche sind Sekundenmarken, die sogleich erklärt werden.

II. Verwendung des Einfadenelektrometers zur genauen Uhrvergleichung.

Seit von den Großstationen Eiffelturm und Norddeich eigene Zeitsignale regelmäßig ausgesandt werden, können diese dazu dienen, die Angaben eines eigenen Zeitmessers zu prüfen, ohne daß man selbst nötig hat, an die für den Nichtastronomen recht umständliche Beobachtung von Sterndurchgängen heranzutreten. Für geringere Genauigkeiten, selbst bis auf einige Zehntelsekunden, reicht dazu der gewöhnliche Hörempfang vollständig aus. Für größere Genauigkeiten muß man zur automatischen Registrierung übergehen. Die Aufgabe besteht dann darin, daß man auf dieselbe Stelle des photographischen Papiers einmal die Zeitzeichen der Großstation und sodann die Angaben der eigenen Uhr aufzeichnet. Über den ersten Punkt ist das Nötige bereits gesagt im ersten Teil dieser Arbeit.

Die Aufzeichnung der eigenen Uhr wurde früher häufig durch elektrische Kontakte an einem beweglichen Teil des Werkes selber gemacht. Diese Methode hat aber leicht störende Einflüsse auf die Bewegung der Uhr zur Folge. Man hat dann vielfach auf das Gehäuse ein Mikrophon gesetzt, welches, durch das Ticken der Uhr betätigt, die Stromstöße entweder direkt oder durch eine kleine Induktionsspule verstärkt an das Galvanometer oder dergl. leitete. Diese Methode bietet den Vorteil, daß es dasselbe Instrumentarium ist, welches die beiden Signale aufzeichnet, daß also beim Aufzeichnen keine Verzögerungen des einen Signals gegen das andere und beim Ablesen keine parallaktischen Fehler entstehen können. Beim Gebrauch des Elektrometers hatte es einige Schwierigkeit, die Stromstöße dem Elektrometerfaden zuzuführen, ohne daß dadurch die hohe Isolation und die kleine Kapazität gestört wurde. Die Aufzeichnung gelang schließlich sehr gut mit einer Methode, die wohl auch sonst in ähnlichen Fällen wird dienen können, weshalb sie hier kurz erwähnt sei. Sie besteht darin, daß man die Nebenwindung der Induktionsspule einfach in die Erdleitung des Elektrometers einschaltete. Die gute Erdung, die gegen die immer relativ langsam sich abspielenden Störungen der Umgebung schützen soll, wird dadurch in ihrer Wirkung nicht beeinträchtigt. Man hat also unter Umständen in der Erdung einen vierten Weg (neben dem Faden selbst und den zwei Schneiden), das Elektrometer zu beeinflussen.

Außerdem wurde die Form des mikrophonischen Zeichens, die häufig in einem wenig bestimmten Hin und Her des Fadens bestand, dadurch verbessert, daß ein gewöhnlicher Detektor in die Leitung eingeschaltet wurde, man erhielt dann den scharfen einfachen Zacken, den die Fig. 5 zeigt[1]). Der Detektor wurde so ein-

1) Der hiesigen Telegraphenverwaltung, welche die Anlage der Empfangsantenne befürwortete, und dem hohen Ministerium „van Waterstaat", welches sie erlaubte, sei an dieser Stelle aufrichtig gedankt.

1) Die Kurve gibt die letzten Teile des neuen internationalen Zeitzeichens, welches der Eiffelturm 10^h vor-

geschaltet, daß die Aufzeichnung der eigenen Uhr nach unten erfolgte, wenn das Zeichen der Großstation nach oben gerichtet war.

Für Schiffs-Chronometer und dergleichen Instrumente ohne Pendel dürfte diese Methode die beste und einwandfreieste sein. Für Pendeluhren scheint eine andere noch überlegen. Denn das Ticken der Uhr ist ein sekundärer Vorgang, während die Bewegung der Unruhe das eigentlich die Zeit Messende ist. Das Ticken erfolgt, wenn die Unruhe eine solche Stellung erreicht hat, daß der Balancier von dem Zahne des Steigrades abgleitet und dann auf den folgenden Zahn aufstößt. Es braucht also nur ein Zahn ein wenig vor- oder zurückzustehen, so wird das Abgleiten bei einer anderen Stellung der Unruhe eintreten. Deshalb ist eine Methode, welche direkt die Bewegung des Pendels zum Markieren der eigenen Zeit benutzt, entschieden vorzuziehen. Zu diesem Zweck haben wir früher[1]) ein eigenes Lichtbündel durch einen kleinen Hohlspiegel, der sich hinter dem Pendel befand, durch die Bewegung des Pendels abblenden und freigeben und dann auf das bewegte photographische Papier fallen lassen. Bei dieser Methode war es notwendig, eine solche Einstellung dauernd zu sichern, daß das Lichtpünktchen genau dieselbe Stelle des Papiers wie das Licht des Elektrometers beeinflußte. Wenn nämlich die eine etwas höher oder tiefer auftraf, so wurden dadurch entsprechende Fehler in der Zeitbestimmung verursacht. Ich habe die Methode jetzt so verbessert und zugleich bedeutend vereinfacht, daß solche Fehler von selbst ausgeschlossen sind. Es wurde keine eigene Lichtquelle für die Zeitmarken mehr benutzt, sondern das Elektrometer selbst so an das Uhrpendel herangerückt, daß das Licht, welches aus dem Mikroskop kam, durch einen leichten Zeiger (Strohhalm) beim Durchgang des Pendels durch die Ruhelage einen Moment gänzlich abgeblendet wurde, wodurch der helle Strich quer über das angeschwärzte Papier gezeichnet wurde, den fast alle wiedergegebenen Kurven tragen. Da der Zeiger stets mit dem Pendel verbunden bleibt, so verursacht er keine Störung in der Bewegung desselben. Diese Vorteile kommen besonders zur Geltung, wenn man die wissenschaftlichen Zeitzeichen benutzt, welche der Eiffelturm nachts $11^h 30$ aussendet. Dieselben bestehen aus einer Reihe von Einzelfunken, welche in einem Abstand von 0,98 Sek. einander folgen, und daher alle 50 Sek. mit einem Sekundenpendel zur Koinzidenz kommen. Fig. 6 zeigt diese einzelnen Funkenstöße, und man sieht deutlich, daß mit dem dritten Funken das eigene Pendel von dem des Eiffelturms überholt wurde. Man erreicht so ohne weiteres Genauigkeiten von 0,01 Sek.

Fig. 6.

III. Untersuchung der Detektoren mittels des Elektrometers.

Angenommen, ein Detektor stelle ein vollkommenes Ventil vor, er lasse in der einen Richtung (sie sei im folgenden kurz als positive bezeichnet) sehr gut, in der anderen gar nicht durch; dann wird der Kondensator (Fig. 3) und mithin auch das Elektrometer während der günstigen Stromphase aufgeladen, und da diese Ladung nur durch den Detektor wieder entweichen kann, der aber in der entgegengesetzten „negativen" Richtung nicht leitend ist, so bleibt die Ladung auf dem Kondensator eingeschlossen, vielleicht wird sie durch ein nachfolgendes Signal noch verstärkt, bis die Spannung des Kondensators gleich der Höchstspannung der ankommenden Wellen geworden ist, dann kann sich die Ladung des Kondensators nach keiner Richtung mehr ändern und folglich das Elektrometer auch keine Zeichen mehr registrieren. Solche Detektoren mit fast idealer Ventilwirkung sind sehr selten, nur bei einigen Exemplaren des Karborunddetektors habe ich einige Stellen gefunden, welche in der einen Richtung fast vollständig isolierten[1]).

Zunächst hat ein solcher Detektor den Wert, daß er die Scheitelspannung des in dem sekundären Schwingungskreis erzeugten Wellenzuges angibt. Sodann kann man mit demselben die Wirkung eines Einzelfunkens quantitativ konstatieren, was für das Studium der Ausbreitung der Wellen von Wert sein dürfte. Ein sehr geeignetes Objekt dazu sind die eben erwähnten

mittags aussendet. Das Elektrometer läßt bei den langsamen Funken (etwa 24 pro Sek.) deutlich jeden einzelnen Funken erkennen.

1) Th. Wulf u. J. D. Lucas, diese Zeitschr. **6**, 845, 1905.

1) Man muß, um solche Stellen aufzufinden, selbstverständlich alles sorgfältig auf Ebonit isolieren, weil alle Verluste durch Isolationsfehler eine Leitfähigkeit in entgegengesetzter Richtung vortäuschen würden. Auch bei den Glühdetektoren dürfte die kleine Leitfähigkeit, welche man in der „negativen" Richtung findet, auf Isolationsfehlern beruhen. Wenn eine solche nur einseitig leitende Stelle zur Aufnahme der gewöhnlichen Zeichen dienen sollte, so wurde ein hochohmiger Flüssigkeitswiderstand dem Elektrometer parallel geschaltet, durch welchen die Ladung des Kondensators in der Zeit zwischen zwei Zeichen immer zur Erde abgeleitet wurde. Damit ging der Faden des Elektrometers in seine Ruhelage zurück und war zur Aufzeichnung eines neuen Zeichens bereit.

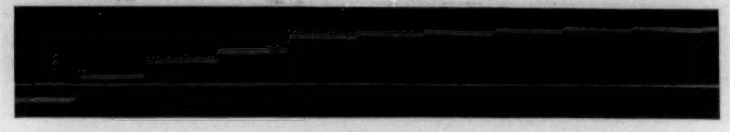


Fig. 7.

Sekundenschläge des Eiffelturms. Fig. 7 enthält eine Probe dieser Aufnahmen. Man sieht deutlich, daß anfangs bei geringer Gegenspannung der Detektor tatsächlich nahezu als vollkommenes Ventil wirkte, die Spannung schnellt plötzlich empor und bleibt in dieser Höhe, bis der folgende Sekundenschlag eintrifft. Man sieht auch, daß der Karboruunddetektor durch einen einmaligen Funken den Kondensator noch nicht bis zum Scheitelwert der Schwingung auflade. Erst mit dem fünften Funken wird dieser Höchstwert nahezu erreicht. Bei den höheren Spannungen ist der Detektor in der negativen Richtung nicht mehr vollkommen isolierend, schließlich bildet sich ein stationärer Zustand heraus, indem jeder neue Funken so viel nachliefert, als in der vorhergehenden Sekunde durch mangelhafte Isolation verloren war. Eine gleich während oder unmittelbar nach dem Registrieren durch einfaches Umlegen der Wippe W (Fig. 3) an das Elektrometer angelegte Spannung erlaubt die Werte der Ausschläge sofort in Volt anzugeben. Im vorliegenden Falle erwies sich die Empfindlichkeit gleich 10 Strich pro Volt. Die höchste erreichte Spannung betrug daher 1,3 Volt. Die höchste überhaupt erreichte Spannung durch die Wellen des Eiffelturms in etwa 350 km Entfernung betrug in einem außergewöhnlich günstigen Fall bei dem vormittägigen Wetterbericht 4,6 Volt.

Was nun die Detektoren selbst betrifft, so läßt das Elektrometer unmittelbar erkennen, ob man es mit einem Ventil zu tun hat, und die Frage, die sich mit dem Galvanometer so schwer zugänglich zeigte, ob ein Detektor auf Ventilwirkung oder auf Thermowirkung beruht, erledigt sich mit dem Elektrometer in wenigen Augenblicken. Allerdings nur für den Fall, daß die Entscheidung zugunsten der Ventilwirkung ausfällt. Denn die Thermowirkung kann nur eine Gleichspannung von weniger als 0,001 Volt erzeugen; bei der Ventilwirkung ist die Gleichspannung von einer ganz anderen Größenordnung, die bis zu mehreren Volt steigt. Man kann auch kurz so sagen, daß alle Detektoren, die das Elektrometer auf elektrische Wellen ansprechen lassen, sicher nicht auf Thermoelektrizität beruhen. Als solche konnte ich daher mit Sicherheit konstatieren die Glühdetektoren, den elektrolytischen Detektor und von den Kristalldetektoren den Karborund-, Rotzinkerz-, Molybdänglanz-, Siliziumdetektor. Man kann aber das aufgestellte Kriterium nicht umkehren, daß die elektrometrisch unwirksamen Detektoren auf Wärmewirkung beruhen. Denn die Ursache der elektrometrischen Unwirksamkeit kann z. B. darin beruhen, daß zwar teilweise Ventilwirkung vorhanden, die Leitfähigkeit aber doch in beiden Richtungen so gut ist, daß es nicht zu einer Aufladung des Elektrometers kommt. Das wäre z. B. der Fall, wenn die Zeit zwischen zwei eintreffenden Wellenzügen lang genug wäre, um das Elektrometer wieder vollständig zu entladen. In dieser Lage befindet man sich scheinbar mit dem vielgebrauchten Bleisulfiddetektor, der mit dem Elektrometer keinerlei Wirkung gab. Diese Auffassung wird auch bestätigt durch die Tatsache, daß für die langsamen Funken Detektoren mit hohem Widerstand, wie Karborund- und Glühdetektoren, sich besonders wirksam erweisen, während für die schneller aufeinanderfolgenden tönenden Funken die besser leitenden Rotzinkerzdetektoren und ähnliche sehr empfindlich sind.

Nachdem sich bisher gezeigt hat, daß wenigstens die Kristalldetektoren sich bei den Hochfrequenzwellen nicht wesentlich anders verhalten, als bei langsamen Spannungsänderungen, kann man die Untersuchung noch bedeutend einfacher gestalten, so daß man gar nicht an die ankommenden Wellen gebunden ist. Man schaltet in den Sekundärkreis (Fig. 3) bei P ein sogenanntes Potentiometer ein, das ist eine Widerstandsabzweigung mit einem oder zwei Akkumulatoren, welche es erlaubt, eine beliebige Spannung an den Detektor anzulegen. Die Antenne wird dabei am besten abgeschaltet, um atmosphärische Störungen zu vermeiden. Wird die Wippe W umgelegt, so liegt der Punkt A durch die Spule S an Erde und an dem Detektor liegt die Spannung B, welche durch den Widerstand P variiert und an einem Voltmeter abgelesen werden kann. Nun ladet sich der Kondensator und mit ihm das Elektrometer auf das Potential des Punktes B.

Beim Umlegen der Wippe wird der Kondensator entladen, weil er durch den Widerstand R geerdet ist. Dabei muß der Strom aber in entgegengesetzter Richtung den Detektor D durchfließen, und man sieht ohne weiteres

Fig. 8.

Fig. 9.

an der Geschwindigkeit des Elektrometerfadens, daß die Leitfähigkeit des Detektors in den beiden Richtungen nicht dieselbe ist. Deutlicher zeigt dann die entwickelte Kurve diesen Unterschied.

Aus der Kurve kann man den Widerstand für alle Potentialdifferenzen in den beiden Richtungen ermitteln. Sei V_0 die höchste Spannung, V irgendeine Zwischenspannung, C die Kapazität und R der Widerstand, so ist bekanntlich die Stromstärke $I = C\frac{dV}{dt} = \frac{V_0 - V}{R}$. Davon liefert die Kurve $V_0 - V$; mißt man ferner die Zeit nach Millimetern, in welcher der Ausschlag 1 mm zu- oder abnahm, so hat man dV/dt; ist nun noch C bekannt, das ein für allemal mit dem Harmsschen Kondensator bestimmt wird, so hat man aus einer einzigen Aufnahme den ganzen Verlauf des Widerstandes des Detektors für beide Richtungen bis zum Potential V_0. Um gut ausmeßbare Kurven zu erhalten, muß man bei den verschiedenen Detektoren, je nach der Größenordnung ihrer Leitfähigkeit, entweder die Registriergeschwindigkeit oder vielfach wohl einfacher die Kapazität des Kondensators verschieden wählen. Für genauere Versuche wird man sich auch über die Isolationsverluste Sicherheit verschaffen müssen. Das geht mit derselben Vorrichtung. Indem man den Detektor entfernt, so daß an der Stelle eine Luftstrecke bleibt, und dann den Kondensator zu demselben Potential ladet, wird der Abfall des Elektrometers nunmehr ausschließlich Isolationsfehlern zuzuschreiben sein. Für die vorliegenden Messungen wurden die Detektoren und alle Stützen auf Ebonit montiert, der Kondensator selbst war ein variabler Luftkondensator mit neun Platten, auf Bernstein isoliert, von maximal etwa 1000 cm Kapazität. Der Versuch zeigte, daß unter diesen Umständen Isolationsfehler keine Rolle mehr spielten.

Da die Einzelresultate über die verschiedenen Detektoren demnächst an einer anderen Stelle publiziert werden sollen, so seien hier nur zwei Proben beispielsweise wiedergegeben. Fig. 8 enthält die Charakteristik eines Karborunddetektors an einer Stelle mit unvollkommener Ventilwirkung, wie sie sich bei guten Detektoren zahlreich vorfinden. Die Kapazität des Kondensators C war gleich Null, da sonst die Aufladung zu langsam erfolgt wäre. Fig. 9 gehört einem sehr empfindlichen Zinkitdetektor an. Die Leitfähigkeit war aber auch in der negativen Richtung so groß, daß man einen größeren Kondensator zuschalten mußte, um die Entladungsgeschwindigkeit klein zu machen gegen die Einstellungsgeschwindigkeit des Elektrometers. Man sieht recht deutlich den großen Unterschied der Leitfähigkeit in den beiden Richtungen. Die Spannung V_0 war in beiden Fällen 1,45 Volt. Die Zeichen des Jaquetschen Zeitschreibers (Linie in der Mitte der Kurve) bedeuten 0,2 Sek.

Zusammenfassung.

Es werden Registrierungen mitgeteilt von einem Einfadenelektrometer nach Wulf mit einem Wollastonfaden aus Aluminium.

1. Es werden mit dem Instrument die Wellen von Fernstationen aufgenommen.

2. Im besonderen werden Verfahren zur genauen Uhrvergleichung mitgeteilt.

3. Es werden Methoden mitgeteilt, um mit dem Instrument die Wirkungsweise der Detektoren zu untersuchen.

Valkenburg, Holland-L., den 29. April 1914.

(Eingegangen 6. Mai 1914.)

Die optische Anisotropie der flüssigen Kristalle.

Von O. Lehmann.

Die Irrtümer, welche Herr D. Vorländer[1]) mir vorwerfen zu müssen glaubt, bestehen in Wirklichkeit nicht; seine Ausführungen sind aber insofern von Wert, als sie hoffentlich dazu beitragen werden, die Mißverständnisse, die vielfach durch Verwechslung der Vorländerschen Ansichten[2]) und der meinigen entstanden sind, zu beseitigen.

Vorländer hat sich mit flüssigen Kristallen wohl lediglich in der Absicht beschäftigt, zu untersuchen, welche chemische Konstitution ein Stoff haben muß, damit er in einer flüssigkristallinischen Modifikation auftritt. In dieser Richtung war er auch mit großem Erfolge tätig. Mit physikalischen und kristalloptischen Untersuchungen hat er sich wohl kaum befaßt[3]). So ist nur natürlich, daß ihm mein Ideengang vielfach fremd ist. Während meine Arbeiten veranlaßt wurden durch das Ergebnis, die in allen Lehrbüchern zugrunde gelegte Identitätstheorie, die Annahme der Identität der Moleküle in allen Aggregatzuständen und Modifikationen eines Stoffs könne nicht richtig sein[4]) und durch Auffindung der flüssigen Kristalle den direkten Beweis für die Unhaltbarkeit dieser Theorie erbrachten, glaubte R. Schenck[5]) nachweisen zu können, die Moleküle der kristallinisch- und der isotrop-flüssigen Modifikation seien dieselben und D. Vorländer als Chemiker betrachtete wohl deshalb damals die Moleküle der flüssigen Kristalle auch als identisch mit den Gasmolekülen oder chemischen Molekülen, die Gestalt der chemischen Strukturformel sollte auch die Gestalt der Kristallmoleküle bestimmen.

I. Die Unhaltbarkeit der Identitätstheorie.

a) Die Umwandlungstemperatur. Den Ausgangspunkt meiner Überlegungen bildete folgende Beobachtung (s. a. a. O.). Die Schmelze des Ammoniumnitrats erstarrt bei 161° zu sehr weichen regulären Kristallen. Bei Verminderung der Temperatur auf 125,6° erstarren diese zu weniger weichen tetragonalen Kristallen, diese bei 82,8° zu noch steiferen monoklinen, diese bei 32,4° zu den gewöhnlichen harten rhombischen Kristallen, diese bei −16° zu noch härteren tetragonalen. — Nach der Identitätstheorie war dies so zu erklären, daß mit sinkender Temperatur das Lagegleichgewicht der Moleküle bei den angegebenen Punkten plötzlich labil wird und Einschnappen zu einem stabileren Raumgitter erfolgt. Rückumwandlung bei steigender Temperatur könnte somit nicht bei denselben, sondern erst bei um so höheren Temperaturen erfolgen, je größer die zu überwindende Reibung[1]). Im Gegensatz hierzu ergaben meine Beobachtungen Gleichheit der beiden „Grenztemperaturen" die Existenz einer einzigen „Umwandlungstemperatur" für Vor- und Rückumwandlung und vollkommene Analogie zu Dissoziations- (bzw. Assoziations-)Erscheinungen bei lockeren Verbindungen. Die polymorphe Umwandlung ist hiernach nicht einfach eine mechanische molekulare Umlagerung, sondern ein chemischer Prozeß, der natürlich (wegen Änderung der molekularen Richtkräfte) Raumgitteränderung zur Folge hat. Hieraus ergibt sich weiter Änderung der Moleküle beim Schmelzen und Verdampfen, da sonst zwei polymorphe Modifikationen verschiedene Schmelzen und verschiedene Dämpfe liefern müßten. Die Gleichheit von Schmelz- und Erstarrungspunkt ist ein weiterer Beweis dafür, denn bestände der Identitätstheorie gemäß das Erstarren lediglich in einem Einschnappen zu einem Raumgitter, so müßte der Schmelzpunkt höher liegen als der Erstarrungspunkt.

b) Die Plastizität von Kristallen. Käme den sehr weichen regulären Kristallen des Ammoniumoleats keine Elastizitätsgrenze zu, so müßten sie als flüssig bezeichnet werden; man könnte sagen, die tetragonalen Kristalle schmelzen bei 125,6° zu regulären. Zu dieser Erwägung kam ich zuerst bei Jodsilber[2]). Nach der Identitätstheorie war aber Fließen eines Kristalls ausgeschlossen, eben weil die Moleküle zu einem Raumgitter eingeschnappt waren. Sie mußten einem äußeren Zwang Widerstand leisten bis zur Gleichheit beider Kräfte, d. h. bis zum Eintritt eines Bruchs. Ein Kristall könnte also nur scheinbar fließen, indem er sich in ein Aggregat von Trümmern verwandelt, die infolge von Translation[3]) ihre Form so ändern,

1) D. Vorländer, diese Zeitschr. **15**, 141, 1914.
2) D. Vorländer, Kristallinisch-flüssige Substanzen, Stuttgart 1908.
3) Seine Photographien von Achsenbildern fl. Kr. (Nova acta, Halle 1909) dürften im wesentlichen von H. Hauswaldt hergestellt sein, der schon früher Hunderte solcher Photographien bei festen Kristallen in größter Vollkommenheit ausgeführt und durch feinsten Druck reproduziert hat (Magdeburg, Hauswaldts Hausdruckerei 1902/08, mit Vorwort von Th. Liebisch).
4) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **1**, 97, 1877.
5) R. Schenck, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle, Leipzig, 1905.

1) W. Gibbs, Thermodynamische Studien 1876, deutsch von W. Ostwald, Leipzig 1892, S. 43. Anmerk.
2) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **1**, 120, 492 Anm. 1877; Wied. Ann. **24**, 26, 1885; Molekularphysik **1**, 848, 1888; Die neue Welt d. fl. Krist. 1911, S. 154 u. ff.
3) E. Reusch, Pogg. Ann. **132**, 441, 1867.

daß sie sich dicht aneinander anschmiegen und durch Adhäsion verbunden bleiben[1]).

Nach meinen Versuchen bei Ammoniumnitrat[2]) gibt es aber wirklich plastische Kristalle, d. h. solche, bei welchen die Trümmer nicht größer als einzelne Moleküle sind, somit stetige Raumgitteränderung vorliegt (a. a. O., S. 108, 110). Bei Jodsilber über 146° ließ sich keine Elastizitätsgrenze nachweisen, das Einschnappen der Moleküle, wie es die Identitätstheorie verlangte, war also sehr problematisch.

c) Die Löslichkeit deformierter Kristalle. Da nach der Identitätstheorie die verschiedene Löslichkeit (Schmelz- und Verdampfbarkeit) polymorpher Modifikationen lediglich durch die Anordnung der Moleküle bedingt ist, nicht durch eine Verschiedenheit der Moleküle selbst, mußte erwartet werden, auch plastische Deformation, d. h. Raumgitterstörung, habe eine Änderung der Löslichkeit zur Folge. Die Versuche ergaben, daß dies nicht zutrifft. Selbst durch Ausschmieden, d. h. weitgehende Störung des Raumgitters, konnte keine amorphe Modifikation ohne scharfen Schmelzpunkt und ohne reversible Löslichkeit erhalten werden, wie die Identitätstheorie verlangte.

Nachdem ich so zur Überzeugung gelangt war, die Identitätstheorie sei unrichtig, hätte ich die weichen, regulären Kristalle des Ammoniumnitrats und des Jodsilbers als flüssig bezeichnen können, doch ließ sich nicht beweisen, daß sie keine Elastizitätsgrenze besitzen.

II. Reinitzers isotrope Flüssigkeit mit öligen Streifen.

Mit weiterer Untersuchung des Jodsilbers beschäftigt, sowie der Myelinformen des Ammoniumoleats[3]), welche ich noch als breiartige Massen auffaßte, wurde ich von Reinitzer um Aufklärung der von ihm beobachteten Trübung der Schmelze des Cholesterylbenzoats und des darin auftretenden Farbenschillers, sowie der Aggregatpolarisation zwischen gekreuzten Nicols ersucht. Vorländer[4]) gibt an, ich hätte sogleich die nahen Beziehungen zu dem, was ich bei Jodsilber gefunden hatte, bemerkt. Das ist nicht richtig, ich konnte in der trüben Schmelze keine Kristalle sehen, also auch nicht untersuchen, ob sie flüssig sind. Die Masse schien ein Brei zu sein, wie Ammoniumoleatmyelin[5]).

Auch Reinitzer selbst war der Ansicht, die Trübung werde beim Abkühlen durch farbenschillernde dünne Kristallblättchen verursacht, welche in der isotropen Schmelze schwimmen. Vorländer schreibt (a. a. O.): „Was aber dem anorganischen Salz (dem Jodsilber) fehlte, die Doppelbrechung im flüssigen Zustande, das brachte Reinitzers neue Verbindung. Es ist Reinitzer nicht entgangen, daß die doppelbrechende Flüssigkeit eine Gestalt hat, denn er schreibt von „sternförmigen Aggregaten, welche die Trübung der Flüssigkeit bewirken." Tatsächlich meinte Reinitzer feste Kristalle, von einer doppelbrechenden Flüssigkeit hat er nichts geschrieben, sondern nur von „öligen Streifen" einer höher schmelzenden Modifikation, die sich in der isotropen Schmelze bilden und doppelbrechend erscheinen, weil die Kriställchen in ihnen durch die Strömung parallel gerichtet wurden[1]).

Erst durch lange fortgesetzte Versuche erkannte ich, daß Reinitzers isotrope Flüssigkeit, in welcher sich Kristalle und ölige Streifen vorfinden, verschieden ist von der isotropen Schmelze, daß sie aber dem Stoffe nach identisch sein muß mit den Kriställchen und den öligen Streifen, weil sie gleiche Löslichkeit besitzt wie diese, so daß schließlich am wahrscheinlichsten schien, sie sei ein regelloses Aggregat derselben Moleküle, aus welchen die, wenn auch festen, doch sehr weichen Kristalle und die öligen Streifen bestehen.

Nach der Identitätstheorie hatte das keinen Sinn, denn nach ihr ist ein regelloses Aggregat derselben Moleküle, aus welchen die Kristalle bestehen, eben isotrope Schmelze und kann keine anderen Eigenschaften haben als diese. Meine Vorarbeiten über die Unhaltbarkeit der Identitätstheorie allein ermöglichten jenen Schluß, waren also für die Lösung der Kardinalfrage: Was ist Reinitzers isotrope Flüssigkeit mit öligen Streifen? von größter Bedeutung. Das Auftreten der Zirkularpolarisation und der Schillerfarben glaubte ich anfänglich mit dieser Annahme in Übereinstimmung bringen zu können, wie sich später zeigte, zu Unrecht[2]).

1) Nach G. Tammann, Gött. Nachr. 2. März 1912 soll auch die Translation als Zertrümmerung aufzufassen sein, insofern die Oberflächenspannung längs der Gleitflächen nahe gleich der an der Oberfläche gegen Luft ist.

2) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **1**, 110, 1877.

3) Derselbe, Molekularphysik, **1**, 523, 1888.

4) Vorländer, Krist.-flüss. Substanzen, 1908, S. 3.

5) O. Lehmann, Molekularphysik, **2**, Nachtrag S. 589, 1889. Diese Annahme wurde noch nach Jahren von H. Ambronn, G. Quincke, G. Tammann, W. Nernst u. a. gemacht.

1) Tatsächlich sind diese Streifen durch die Anwesenheit einer mit der isotropen Schmelze nicht mischbaren „öligen" Flüssigkeit bedingt, welche aber nicht eine andere Modifikation, sondern eine Verunreinigung ist. (O. L., diese Zeitschr. **11**, 575, 1910.)

2) Ursache ist das Vorhandensein von zwei flüssigkristallinischen Modifikationen (O. L. Zeitschr. f. phys. Chem. **56**, 750, 1906; diese Zeitschr. **11**, 575, 1910), welche ich erst später entdeckte. R. Brauns, Handwörterb. d. Naturw. **5**, 1077, 1914, schreibt diese Entdeckung (ebenso wie R. Schenck) F. M. Jäger zu. Das ist unrichtig, wie ich in der Zeitschr. f. phys. Chem. **73**, 598, 1910 ausführlich dargelegt habe. Letzterer bezweifelte sogar das Faktum.

R. Brauns ist aber noch heute der Meinung, Reinitzers isotrope Flüssigkeit mit öligen Streifen und die isotrope Schmelze seien identisch[1])!

Vorländer war ursprünglich wohl derselben Meinung, da er jene isotrope Flüssigkeit nirgends erwähnt. Später wurde er bei einer anderen Substanz darauf aufmerksam, bei welcher er sie für eine besondere neue Modifikation hielt (s. Zeitschr. f. phys. Chem. 56, 766, 1906). Ich zeigte ihm experimentell, daß dies nicht der Fall ist, vielmehr eine kleine Verunreinigung das Auftreten bedingen kann[2]).

III. Die ersten flüssigen Kristalle.

Auch mir ist völlige Aufklärung bei Reinitzers trüber Schmelze erst später, nach Entdeckung der flüssigen Kristalle des Ammoniumoleats, gelungen, zu dessen Untersuchung ich durch die Einwendungen von H. Ambronn[3]) und G. Quincke[4]) geführt wurde, welche Reinitzers und meine ursprüngliche Annahme, es handle sich um eine heterogene breiige Masse gegen meine $1^1/_2$ Jahre später veröffentlichte[5]) Erklärung, es liege eine homogene fließend-kristallinische Modifikation vor, verteidigten mit der Begründung, die Erscheinungen seien ganz dieselben wie bei den Myelinformen des Ammoniumoleats und des Lezithins, über deren heterogene breiartige Beschaffenheit kein Zweifel sei.

Bei dem Ammoniumoleathydrat gelang es mir nun zum erstenmal, den einwandfreien Beweis zu erbringen, daß wirklich flüssige Kristalle existieren. Die Polyederform der direkt gewachsenen Kriställchen ist nur zu erklären durch (mehr oder minder gestörte) Raumgittterstruktur; die Erscheinung der spontanen Homöotropie, der alsbaldigen automatischen Wiederherstellung der Struktur nach Verzerrung, Zerteilung oder Zusammenfließen der Kristallindividuen schließt die Existenz einer Elastizitätsgrenze aus[6]). Es handelt sich also zweifellos um Kristalle, und zwar um flüssige[1]). Damit war das Problem gelöst und ich konnte daran denken, ein Werk über flüssige Kristalle herauszugeben, welches dann auch bald erschienen ist[2]).

Auch die Natur von Reinitzers isotroper Schmelze mit öligen Streifen konnte nun völlig aufgeklärt werden. Durch Zusammenfließen der kleinsten Kriställchen mit zweizähliger Symmetrieachse (tetragonaler Oktoeder) entstanden nämlich größere mit beliebig vielen Symmetrieebenen, durch die Hauptachse ja sogar solche mit kreisförmigem Querschnitt (Doppelkegel), was mit Raumgitterstruktur unverträglich ist, obschon das optische Verhalten der Gebilde dem der einachsigen Kristalle entspricht und die Verteilung der Symmetrieebenen, selbst wenn deren sehr viele (z. B. 30) sind, eine durchaus regelmäßige ist[3]).

Hier trat ein neuer Widerspruch gegen die Identitätstheorie hervor. Diese kannte nur zweierlei stabile Molekularanordnungen, die regellose der Flüssigkeiten und amorphen Körper und die Raumgitterstruktur der Kristalle. Die großen durch Zusammenfließen gebildeten Kristalle des Ammoniumoleathydrats verhielten sich aber so, wie wenn nur die Hauptachsen der Moleküle parallel wären, die Nebenachsen dagegen nicht, so daß man die Struktur als eine Zwischenform zwischen regelloser Struktur und Raumgitterstruktur bezeichnen kann. Ich nannte sie deshalb halbisotrope (früher pseudoisotrope) Struktur. Naturgemäß war dies auch die Struktur der durch Zusammenfließen vieler Individuen gebildeten, von Reinitzer mit isotroper Schmelze verwechselten scheinbar isotropen Flüssigkeit mit öligen Streifen. Sie ist scheinbar isotrop, weil die Adsorptionswirkung des Glases bedingt, daß da, wo sich keine (nicht mischbaren flüssigen) Unreinigkeiten (ölige Streifen) befinden, die optische Achse sich senkrecht zum Glase stellt, weil die Moleküle Blättchenform haben und sich der Glasoberfläche anzuschmiegen suchen.

Für den Anhänger der Identitätstheorie war natürlich das Ergebnis unannehmbar. Ohne Rücksicht auf die Tatsachen, speziell die spontane Homöotropie beim Zusammenfließen der Kristalle, welche regellose Nebeneinanderlagerung von Kristalindividuen, wie sie bei festen kristallinischen Substanzen zu beobachten ist, ausschließt und einheitliche Struktur der ganzen

1) Im Handwörterbuch der Naturwissenschaften 5, 1074, 1914 sucht er die „öligen Streifen" durch Reproduktion einer meiner ersten Abhandlung entnommenen Figur zu verdeutlichen, verwechselt aber die Figur mit einer andern, welche Aggregate flüssiger Kristalle, die sich aus einer Lösung ausscheiden, darstellt. Dadurch kommt er zu dem irrtümlichen Schluß, ich hätte einfach Reinitzers Beobachtung bestätigt und festgestellt, daß die durch die öligen Streifen getrübte Schmelze wirklich eine kristallisierte, völlig einheitliche enantiotrope Modifikation sei, daß es doppelbrechende Kristalle seien!!

2) Hierauf bezieht sich der letzte Absatz auf S. 22 seiner Schrift Krist.-flüss. Subst.

3) H. Ambronn, Ber. d. Kgl. sächs. Ges. d. Wiss. **42**, 425, 1890.

4) G. Quincke, Wied. Ann. **53**, 632, 1894.

5) O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 462, 1889.

6) Derselbe, Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 416, 1913.

1) Vgl. G. Friedel, Journ. chim. phys. II, 514, 1913 und O. Lehmann, Verh. d. D. phys. Ges. (im Druck).

2) Derselbe, Flüssige Kristalle, Leipzig, W. Engelmann 1904.

3) Derselbe, Sitzb. d. Heidelb. Akad. 1912, Taf. 1, Nr. 13; Prometheus, **25**, Taf. 1, Nr. 1249, 1913.

Masse herzustellen sucht (abgesehen von vereinzelten Störungen[1]), welche die Trübung der kristallinisch-flüssigen Masse bedingen), glaubt deshalb Vorländer (S. 144) meine Annahme der Existenz einer halbisotropen Struktur als „mystisch" verwerfen und Reinitzers isotrope Flüssigkeit mit öligen Streifen als regelloses Aggregat homogener Kristallindividuen ähnlich einer Eistafel erklären zu sollen, die großen freischwebenden einzelnen halbisotropen Kristalle als gut entwickelte homogene Kristalle mit Raumgitterstruktur. Diese Erklärung wird aber jeder, der flüssige Kristalle wirklich eingehend beobachtet hat und die erforderliche Übung in mikroskopischer Kristalluntersuchung besitzt, ohne weiteres verwerfen[2]).

Daß die Identitätstheorie mit der Existenz flüssiger Kristalle unverträglich ist (welcher Widerspruch eben zur Auffindung der flüssigen Kristalle hingeleitet hat), war Vorländer zu Anfang seiner Untersuchungen, wie schon eingangs bemerkt, so wenig klar, daß er die Form der Gasmoleküle, welche er aus der chemischen Strukturformel ableitete, ohne weiteres als Form der Kristallmoleküle betrachtete und letztere deshalb als stäbchenförmig ansah.

Zu der Annahme solcher Stäbchenform war ich selbst schon früher durch die Erscheinungen der spontanen und erzwungenen Homöotropie gelangt[3]). Das mechanische Verhalten nötigte mich aber neuerdings Blättchenform anzunehmen[4]). Die dafür vorgebrachten Gründe widerlegt Vorländer nicht, er beschränkt sich auf die Behauptung: „Irgendwelche Begründung für die Molekülblättchen hat Lehmann nicht geliefert." Dagegen nimmt er nunmehr selbst meine Theorie der physikalischen Polymerie (Verschiedenheit der Moleküle in den verschiedenen Modifikationen) an, ohne Angabe eines Grundes und ohne zu berücksichtigen, daß hierdurch sein Beweis für die Stäbchenform der Moleküle hinfällig wird. Nur zum Schluß (S. 142, 145) erklärt er als möglich und wahrscheinlich, in einzelnen Fällen könnten die Moleküle auch Blättchen sein[1]).

IV. Das System kristallinischer Flüssigkeiten.

Vom Standpunkt meiner Theorie der physikalischen Polymerie ist das Kristallsystem einer Substanz in erster Linie durch die Anisotropie der Moleküle bedingt, nicht durch deren Anordnung, welche allerdings von dieser abhängt, aber auch beliebig gestört werden kann, ohne daß sich dadurch das Kristallsystem der Substanz ändert, wenn auch die Erkennung schwieriger wird. Man kann also auch die flüssigen Kristalle in die gleichen Systeme einreihen wie die festen, während dies nach der Identitätstheorie (abgesehen davon, daß diese mit der Existenz flüssiger Kristalle und inhomogener Strukturen unverträglich ist), unmöglich wäre.

Um klarzustellen, wie sich eine solche Systembestimmung durchführen ließe (nicht um eine Präzisionsmessung zu machen), habe ich den Fall der Paraazoxyphenetols in dieser Hinsicht behandelt. Vorländer erwähnt dies unter der Überschrift: „Die angebliche Zweiachsigkeit von Kristalltropfen." Von solchen habe ich aber bei der fraglichen Systembestimmung überhaupt nicht gesprochen. Daß Kristalltropfen homogene Kristalle mit optischen Achsen seien, ist ein Irrtum Vorländers, der sich bereits in seiner Schrift S. 22 vorfindet, wo er behauptet, die Kristalltropfen seien tetragonale oder hexagonale Bipyramiden, welche, der Oberflächenspannung unterliegend und die Kanten verlierend, Kugelform annehmen. Er verwechselt also das schwarze Kreuz, welches Kristalltropfen in parallelem Licht zeigen, mit dem schwarzen Kreuz der einachsigen Kristalle in konvergentem Licht, er verwechselt auch die geometrische Symmetrieachse der Tropfen, um welche die Moleküle in konzentrischen Kreisen gruppiert sind, mit der optischen Achse homogener Kristalle, die natürlich keine bestimmte Linie, sondern nur eine Richtung ist.

Ebenso verkehrt ist Vorländers Auffassung über die angebliche Zweiachsigkeit von flüssigen Kristallplatten. Er verwechselt diese[2]) zum Teil mit halbisotropen Schichten, wie sie infolge der Adsorptionswirkung des Glases entstehen können

---

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle 1904, Taf. III, Fig. 1 und 8, Verh. d. D. phys. Ges. **13**, 338, 1911; **15**, 413, 1913.

2) Vorländers „gut entwickelte stäbchenförmige Kristalle" sind in Wirklichkeit, wie man sich durch Betrachtung von verschiedenen Seiten überzeugen kann, halbisotrope Zylinder; bei andern, wie z. B. Fig. 20, S. 19 seiner Schrift, dürfte es sich in Wirklichkeit um Gebilde handeln, wie ich sie in den Sitzb. d. Heidelb. Akad. 1912, Nr. 13, Taf. 1 u. 2 abgebildet habe, d. h. es sind keine Zwillinge, die scharfen Kanten sind nur schematisch.

3) O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **18**, 95, 1895; Ann. d. Phys. **12**, 319, 1903; Verh. d. D. phys. Ges. **8**, 143, 331, 1906; diese Zeitschr. **7**, 725, 1906; die scheinb. leb. Kristalle, S. 26, 1907.

4) Derselbe, diese Zeitschr. **14**, 1131 Fig. 1; 1133 Fig. 3a, b, 1914; Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 420, 1913.

1) T. Svedberg, (Arkiv f. Kemi **4**, Nr. 39; Arkiv f. Matem. **9**, Nr. 9, 1913) kommt vom Standpunkt der Identitätstheorie durch Untersuchung des elektr. Leitungsvermögens zur Annahme der Stäbchenform der Moleküle. Nimmt man aber an, die Moleküle seien blättchenartige Aggregate paralleler stäbchenförmiger chemischer Moleküle und für Ionen durchdringlich, so wird sein Beweis ebenfalls hinfällig.

2) Siehe O. Lehmann, Wied. Ann. **41**, 529, 1890.

(besonders bei fremden Zusätzen, welche die molekulare Richtkraft schwächen) und sehr reinen Glasflächen; zum Teil mit den Schichten mit zahlreichen Störungen, wie man sie gewöhnlich durch Abkühlen der isotropen Schmelze erhält. Die Kristallplatten mit erzwungener Raumgitterstruktur, um die es sich handelt, entstehen beim Erwärmen der zwischen Glasplatten erstarrten festen Kristalle über den Umwandlungspunkt. Ebenso wie Ammoniumnitrat[1]), Cholesterinkaprinat[2]), Phrenosin[3]) usw. treten die neuen Moleküle (in diesem Fall die der flüssig-kristallinischen Modifikation, die allerdings nach der Identitätstheorie nicht verschieden sein können von der der isotrop-flüssigen und der festen) in regelmäßiger Orientierung gegen die Moleküle der festen Modifikation, aus welcher sie entstanden sind, auf und werden in dieser Lage durch die Adsorptionskraft des Glases festgehalten, also soweit ein einheitlicher fester Kristall vorlag, alle in paralleler Stellung und in regelmäßiger Orientierung gegen die Kanten oder Achsen der vorher vorhandenen festen Kristalle. Da sich nach diesen durch das Glas festgehaltenen Molekülen der flüssig-kristallinischen Modifikation die übrigen Moleküle der letzteren infolge der molekularen Richtkraft richten, werden alle Moleküle parallel[4]).

Bezüglich der Orientierung der Moleküle bei Umwandlung fester enantiotroper Modifikationen machte ich nun die Beobachtung, daß Kanten, die senkrecht zu einer Auslöschungsrichtung sind, in der Regel nach der Umwandlung dieselbe Lage haben, wenn sich dabei die Form durch Gleiten der Molekülschichten übereinander ändert[5]), d. h. wenn die Moleküle genügend beweglich sind. Gleiches dürfte somit für den Übergang in eine flüssig-kristallinische Modifikation gelten. Beobachtet man also bei den festen Kristallen eine Kante, zu welcher die Auslöschung senkrecht ist und behält die Auslöschung bei der Umwandlung ihre Richtung, d. h. ist auch nach der Umwandlung des festen Kristalls in einen flüssigen noch Dunkelstellung vorhanden, so kann man annehmen, daß, wenn der flüssige Kristall polyedrische Form annehmen könnte, eine Kante senkrecht zu dieser Auslöschung verlaufen würde.

Diese Kante hat nun noch eine ganz besondere Bedeutung. Sie ist nämlich bei den festen Kristallen sowohl vor wie nach der Umwandlung Zwillingsgrenze, und zwar bei Zwillingsbildungen, die ganz an die künstliche Zwillingsbildung bei Kalkspat erinnern, bei welchen sich die Moleküle wie um ein Scharnier mit Anschlag drehen, was sich nicht wohl anders begreifen läßt, als so, daß die Richtung der Zwillingskante zugleich die von Molekülkanten ist. So läßt sich aus der Lage der Auslöschungsrichtungen vor und nach der Umwandlung auch bei flüssigen Kristallen ein Schluß auf die Richtung der Molekülkanten gegen die Auslöschungsrichtungen oder die Richtung stärkster Lichtabsorption, wie sie im Dichroismus ihren Ausdruck findet, ziehen. Hierdurch gelangte ich zu der Ansicht, das System des flüssig-kristallinischen Paraazoxyanisols müsse das monosymmetrische sein; denn: 1. bei asymmetrischen Kristallen sind die Auslöschungen nie senkrecht zu den Kanten und bleiben bei der Umwandlung nicht ungeändert, 2. bei regulären Kristallen gibt es keine Auslöschungsrichtung, 3. bei tetragonalen und hexagonalen Kristallen gibt es eine Richtung (die der optischen Achse) ohne Auslöschungen. Läßt man nun das Azoxyphenetol zwischen Objektträger und Deckglas erstarren und bewirkt durch Erwärmen Umwandlung in die flüssig-kristallinische Modifikation, so haben die entstehenden homogenen flüssigen Kristalle ganz ebenso wie die vorher vorhandenen festen alle möglichen Richtungen. Es müßten also darunter auch solche vorhanden sein, bei welchen die optische Achse zufällig in die Sehrichtung fällt. Diese müßten beim Drehen des Objekttisches dunkel bleiben, eventuell im konvergenten Licht eine einachsige Interferenzfigur zeigen. Der Versuch ergab, daß derartige stets dunkelbleibende Felder nicht auftreten[1]), das Azoxyphenetol also keinem der beiden einachsigen Systeme angehören kann, 4. bei rhombischen Kristallen sind die Auslöschungen immer parallel den Achsen, bzw. den diesen parallelen Kanten und zu andern symmetrisch. Kommen nun die flüssigen Kristalle mit einer Luftblase in Berührung, so stellt sich die (durch den Dichroismus von der andern leicht unterscheidbare) Auslöschungsrichtung, welche senkrecht zur einen Molekülkante ist, senkrecht zur Ober-

1) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. 1, 107, 1877.
2) Derselbe, Zeitschr. f. phys. Chem. **56**, 750, 1906.
3) Derselbe, Ann. d. Phys. **43**, 121, 1914.
4) Ob sie ein Raumgitter bilden, ließe sich nur entscheiden, wenn man prüfen könnte, ob beim Fortwachsen der Schicht die Umgrenzung polygonal wird. Ich vermute, daß sie in diesem Fall ein, den molekularen Richtkräften der Substanz entsprechendes Raumgitter bilden. Wird dagegen zur Parallelrichtung der Moleküle eine andere Substanz (etwa Glimmer) verwendet, so dürfte eine andere Struktur entstehen. (Siehe auch Ch. Mauguin, Compt. rend. **156**, 1246, 1913).
5) O. Lehmann, Wied. Ann. **25**, 173, 1885.

1) Zu beachten ist, daß nach Mauguin bei sorgfältiger Reinigung des Glases nicht erzwungene Raumgitter, sondern halbisotrope Schichten erhalten werden.

fläche der Blase, so daß die Molekülkante die Oberfläche tangiert. Augenscheinlich ist dies eine Wirkung der Oberflächenspannung. In Kristalltropfen liegen diese Auslöschungen, falls die Substanz rein (der Kristalltropfen symmetrisch)[1]) ist, radial in Ebenen senkrecht zur Symmetrieachse des Tropfens, welche nicht ein wirklicher Faden fremder Flüssigkeit mit Oberflächenspannung ist. Wäre nun die Substanz rhombisch, so könnte wegen der symmetrischen Lage der Molekülkanten kein Unterschied zwischen den beiden Hälften des Tropfens bestehen, in den dieser durch eine zur Achse senkrechte durch die Mitte gehende Ebene geteilt wird. Tatsächlich ist dies nicht der Fall, der Tropfen ist vielmehr, auch wenn keine fremde Substanz zugesetzt ist, durch eine deutlich sichtbare Ebene senkrecht zur Achse in zwei Teile geteilt, in welchen die Kanten in entgegengesetztem Sinn laufen müssen. Nur so läßt sich das Auftreten der Halbierungsebene begreifen.

Demgemäß folgt, daß das System des Parazoxyphenetols das monosymmetrische ist.

Die Anordnung der Moleküle in konzentrischen Kreisen um die „Fäden" ist jedenfalls[2]) die Wirkung der Oberflächenspannung. Die Molekülkanten müssen also senkrecht zum Faden, die dazu normalen Auslöschungen radial stehen, was bei symmetrischen Tropfen tatsächlich zutrifft. Nachdem vorher gezeigt wurde, daß die Wirkung, welche auch übereinstimmt mit der Erzeugung halbisotroper Schichten an Glasoberflächen, zu erklären ist durch die Blättchenform der Moleküle, wird man annehmen müssen, daß dies auch hier zutrifft, daß die Blättchen sich tangential an den Faden anlegen und die übrigen Moleküle sich darnach richten. Versucht man nun den Blättchen, mit Rücksicht darauf, daß sie monosymmetrische Symmetrie haben und in den beiden Hälften entgegengesetzt geordnet sein müssen, solche Gestalt zu geben, daß die tatsächlich beobachteten Erscheinungen herauskommen,[3]) so bleibt nur übrig anzunehmen, die Symmetrie der Moleküle entspreche der sphenoidischen Klasse des monosymmetrischen Systems (Achsenschiefe 60°, Schiefe der Indikatrix 45°). Zurzeit als ich dies schrieb, wußte ich bereits,[4]) daß fremde Zusätze, insbesondere Aufnahme geringer Mengen des Lösungsmittels, die Anordnung der Moleküle beeinflussen und eine entsprechende Wirkung auf die optischen Eigenschaften, insbesondere Drehung der Polarisationsebene[1]) hervorrufen können. Auch aus diesem Grunde hatte genauere Bestimmung keinen Zweck. Ob die symmetrischen Kristalltropfen, die ich später auffand[2]), völlig rein sind und ungestörte Struktur besitzen, vermag ich zurzeit nicht zu sagen. Man wird die Ergebnisse bei Kristalltropfen nachprüfen müssen an flüssig-kristallinischen Schichten mit erzwungener Raumgitterstruktur zwischen Glasplatten, an welchen flüssig-kristallinische Häutchen haften, die aus homogenen festen Kristallen entstanden sind, so wie es von seiten des ausgezeichneten Kristallographen Herrn Fr. Wallerant geschehen ist.

Daß es Vorländer nicht geglückt ist, dieselben Ergebnisse wie dieser zu erhalten, beruht eben darauf, daß er das zu Beweisende voraussetzt, d. h. die halbisotropen Schichten nicht von den Schichten mit erzwungener Raumgitterstruktur unterscheidet und seine Beobachtungen ausschließlich an ersteren anstellt.

Ob die eigentümlichen Störungen, die er bei diesen einachsigen Interferenzfiguren findet, die durch Störung der halbisotropen Struktur hervorgebracht werden und Übergänge zu zweiachsigen Bildern darstellen, sich durch Knikkungen der Struktur, unter veränderlichen Winkeln von 22° bis 45°, wie solche sonst nicht auftreten, aber unter den angewandten Versuchsbedingungen immerhin möglich wären, allein erklärt werden können, scheint mir zweifelhaft. Der angewandte Zwang dürfte teilweise Parallelstellung der zweiachsigen Moleküle hervorgebracht und hauptsächlich so die Störungen bewirkt haben.

Karlsruhe, 20. April 1914.

(Eingegangen 29. April 1914.)

1) O. Lehmann, Sitzb. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. 1911, Nr. 22.

2) Derselbe, Sitzb. d. Heidelb. Akad. 1912, Nr. 13. Gemeint ist die gewöhnliche Zentralkraft-Oberflächenspannung, da hier die Richtkraft-Oberflächenspannung zu vernachlässigen ist (O. Lehmann, Verh. d. D. phys. Ges., im Druck).

3) Derselbe, Ann. d. Phys. **39**, 87, 1912.

4) Daß nicht nur isomorphe Mischungen möglich sind, sondern auch homogene Mischungen mit fremdartigen Substanzen, wurde von mir zum erstenmal nachgewiesen; siehe O. L., Das Kristallisationsmikroskop 1910, S. 29.

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **2**, 684, 1900; Hauptkatalog der Firma Voigt & Hochgesang in Göttingen 1907, S. 28, Dauerpräparat Nr. 17 (nach meiner Auffassung).

2) Derselbe, Sitzb. d. Heidelb. Akad. 1911, Nr. 22.

Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. II.

Von J. Laub.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift (**15**, 342, 1914) abgedruckten Abhandlung sind einige Erscheinungen beschrieben worden, die ich bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen er-

halten habe. Aus weiteren qualitativen Versuchen, die im folgenden mitgeteilt werden, glaube ich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit schließen zu dürfen, daß man es bei den von mir beobachteten Erscheinungen mit einer Art Beugung der Röntgenstrahlen an den Rändern zu tun hat. Die Ränder haben offenbar in hervorragendem Maße ausgezeichnete Struktureigenschaften (anisotrope Mikrostruktur), so daß an ihnen die Röntgenstrahlen abgebeugt werden können. Auf welche Weise diese Struktur zustande kommt (Deformationen während der Bearbeitung usw.), wodurch sie beeinflußt wird, ob vielleicht während der langen Bestrahlung Umlagerungen vorkommen, muß einem weiteren Studium vorbehalten bleiben.

Es sei gestattet, einige neue Beobachtungen mitzuteilen, und im Anschluß auch meine früheren Versuche qualitativ zu deuten.

Wurden die Röntgenstrahlen einer harten Müllerröhre mit Platinkathode einfach durch eine runde Bleiblende (Durchmesser 3 cm) 85 Min. lang geschickt, wobei dafür gesorgt wurde, daß die Strahlen möglichst parallel laufen und die Ränder wenig streifen, so war auf der photographischen Platte ein scharf begrenzter, gleichmäßig geschwärzter Kreis zu sehen, der Rest der Platte war sehr schwach gleichmäßig geschwärzt (grauer Schimmer im reflektierten Licht). Wurde aber die Röntgenröhre so gestellt, daß die Strahlen auf die Bleiränder schräg fielen, so erhielt ich auf der photographischen Platte nach einer Belichtungszeit von 85 Min. 1. den Durchstoßungskreis der Primärstrahlen, umgeben von 2. einem schmalen Ring, der den Eindruck eines tieferen Schwarz macht, 3. an den Ring schließt sich ein zweiter breiter, gleichmäßig geschwärzter, aber wenig intensiver scharf begrenzter.

Wurde nun gleich hinter der Blende ein 0,6 mm dickes Zinkblech in ähnlicher Weise wie bei meinen früheren Versuchen angebracht und durchstrahlt, so erhielt ich dieselbe Photographie wie in der Fig. 1 meiner vorigen Mitteilung.

Daraufhin habe ich das Zinkblech hinter der Blende so gestellt, daß auf der rechten Seite ein äußerst feiner Spalt freiblieb. Nach einer Exposition von 85 Min. erhielt ich die Fig. 1[1]).

Wir sehen in der Fig. 1 den direkt durchstrahlten Spalt *a*, getrennt durch ein Intensitätsminimum vom Durchstoßungskreis *K*, der von

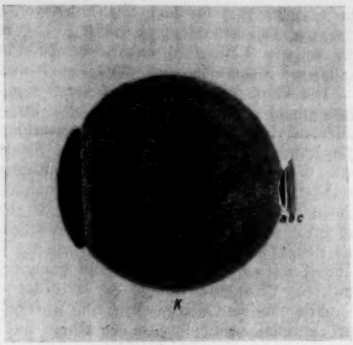


Fig. 1.

den durch die Zinkplatte durchgegangenen Strahlen stammt. Rechts von *a* folgt ein Intensitätsminimum, dann die Linie *b*, an die sich eine Art Bande mit verstärktem Rand *c* schließt. Auf der photographischen Platte ist noch in einer Entfernung von ca. 3 cm von *c* eine sehr schwache Linie zu sehen, die schwer reproduzierbar ist.

Neben den scharfen Linien sieht man auf meinen früheren Aufnahmen und auch auf den neueren einen schwach geschwärzten „Kreissektor". Ich versuchte nun diesen dadurch zu eliminieren, daß ich in den Gang der Strahlen zwischen den Zinkstreifen und der photographischen Platte eine 2 mm dicke Glasscheibe brachte. Es gelang mir dann in der Tat, eine Aufnahme zu erhalten, wie sie aus der Fig. 2

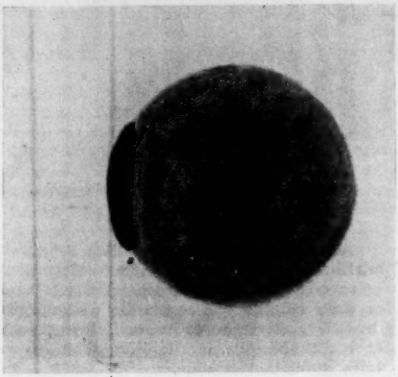


Fig. 2.

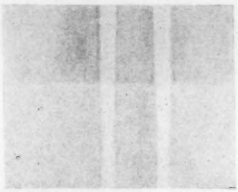
1) Die Figuren habe ich nach der Originalplatte von einem unbefangenen Herrn nachzeichnen lassen; auf der linken Seite waren verwaschene „Abbildungen" zu sehen, die ich nicht wiedergebe.

zu ersehen ist. In dem Spalt, der von der direkten Durchstrahlung herrührt, sieht man die scharfe Linie *a* (offenbar vom Zinkrand), außerdem sieht man noch die Linien *b* und *c*.

Die Photographien 1 und 2 kann man im Zusammenhang mit den früher von mir erhaltenen vielleicht in folgender Weise erklären. Die Ränder besitzen eine anisotrope Struktur und veranlassen eine Beugung der Röntgenstrahlen. Die auf den Platten vorhandenen Linien haben ihren Ursprung in den Strahlen, die am Zinkrand abgebeugt werden; es scheinen mir Beugungsbilder verschiedener Ordnung vorhanden zu sein. Aber außerdem kann unter gewissen Umständen auch der Bleirand des Diaphragmas als Gitter wirken. Das wird offenbar eintreten, wenn die Strahlen schräg auf die Blendenränder fallen, ferner auch, wenn der Spalt Bleirand—Zinkrand sehr lang und breit ist, so daß ein großer Teil der am Zink zerstreuten Strahlen auf das Blei fällt und dort abgebeugt wird. Die Zusammenwirkung der beiden Ränder kann Anlaß zu Abbildungen des ganzen Spaltes geben (siehe z. B. Fig. 3 meiner früheren Notiz).

Die am *Pb*-Rand abgebeugten Strahlen sind möglicherweise weicher als die am *Zn*-Rand abgebeugten, wodurch es zu erklären ist, daß die Linien sehr scharf werden, wenn eine Glasscheibe zwischen das Zinkblech und die photographische Platte gebracht wird.

Wurde in den Gang der Strahlen ein 1 mm breiter und 0,5 mm dicker Zinkdraht gebracht, so erhielt ich nach einer Exposition von zwei Stunden Abbildungen des Drahtes, wie sie in der Fig. 3 zu sehen sind.



(Der Durchstoßungskreis ist nicht wiedergegeben.)

Fig. 3.

Ähnliche Erscheinungen habe ich auch noch mit Eisenplatten erhalten; quantitative Messungen sollen erst ausgeführt werden. Vielleicht wird es dann möglich sein, auch die Wellenlängen der Röntgenstrahlen zu messen, ferner auch über die Mikrostruktur der Körper einiges zu erfahren.

Es sei gestattet, noch darauf hinzuweisen, daß die von mir untersuchten Erscheinungen eine große Rolle spielen können in den spektroskopischen Messungen der Röntgenstrahlen, wie sie von den Herren Herweg[1]) und de Broglie ausgeführt worden sind. Die von den genannten Herren in ihrer Anordnung verwandten Diaphragmen können ihrerseits auf der photographischen Platte Linien liefern, die gar nicht durch die Beugung des Röntgenlichts an den Kristallen hervorgerufen werden.

1) J. Herweg, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 73, 1914.

Buenos-Aires, Departamento de Física del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, 6. April 1914.

(Eingegangen 30. April 1914.)

Über den Einfluß von Potentialschwellen auf den Stromübergang zwischen einem Glühdraht und einem koaxialen Zylinder.

Von W. Schottky.

Im folgenden gebe ich eine kurze Darstellung meiner Rechnungen und Beobachtungen über die Wirkung von Potentialschwellen, die sich zwischen einem Elektronen emittierenden Glühdraht und einem koaxialen Zylinder unter dem Einfluß der übergehenden Ladungen ausbilden. Die Verhältnisse bei großen beschleunigenden Potentialen und starken Strömen sind gleichzeitig von I. Langmuir[1]) und seinen Mitarbeitern untersucht worden, die ein unter einfachen Voraussetzungen aufgestelltes Annäherungsgesetz gut bestätigt finden. Bei den folgenden Darlegungen liegt theoretisch das Hauptgewicht auf einer genaueren Analyse des Feldverlaufs zwischen den Elektroden und der Bestimmung verschiedener Abweichungen von der Langmuirschen Beziehung, die sich daraus ergeben. Experimentell handelt es sich um die Vorgänge bei niedrigen Potentialen, wo einerseits diese Abweichungen besonders stark hervortreten, andererseits der Einfluß der Gase unterhalb und in der Umgebung ihrer Ionisierungsspannung untersucht werden kann.

Voraussetzung der Berechnungen ist, daß die Thermionen den Glühdraht mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung verlassen und den Raum zwischen den Elektroden, in dem die gewöhnlichen Bewegungsgesetze und die Poissonsche Gleichung gelten, frei durchfliegen, nur der Wirkung der makroskopischen elektri-

1) Diese Zeitschr. **15**, 348—353, 1914, zitiert als Langmuir I; vgl. auch meine Notiz, diese Zeitschr. **15**, 526—528, 1914.

schen Kräfte unterwerfen. Die erste Voraussetzung wird direkt und indirekt durch die Beobachtung[1]), die zweite bei den benutzten Versuchsbedingungen durch plausible Rechnung gestützt.

I. Theoretisches.

Es sei r der Radius des Glühdrahtes, a der des Zylinders,

$$\vartheta = \frac{r}{a}, \quad \lambda = \frac{1}{1-\vartheta^2} = \frac{a^2}{a^2-r^2};$$

J der pro Zentimeter Glühdraht übergehende Strom, S der Sättigungsstrom bei der gleichen Temperatur, ε der absolute Betrag der Ladung der ausgesandten Ionen, V das angelegte Potential, beschleunigende Potentiale positiv gerechnet, alles in elektrostatischen Einheiten; K die elementare Gaskonstante, T die abs. Temperatur des Glühdrahtes; n das „reduzierte verzögernde Potential", definiert durch

$$n = -\frac{\varepsilon}{KT} V. \tag{1}$$

Dann gilt, wie ich in der Annalenarbeit zeige, unter der Voraussetzung, daß das Potential vom Glühdraht zum Zylinder ständig abfällt und die austretenden Ionen dem Maxwellschen Verteilungsgesetz gehorchen, die Beziehung:

$$J = S \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ e^{-n} \int_0^{\sqrt{\lambda n}} e^{-\vartheta^2 x^2} dx + \int_{\sqrt{\lambda n}}^{\infty} e^{-x^2} dx \right\},$$

oder[2])

$$J = S \left\{ \frac{e^{-n}}{\vartheta} \Theta\left(\sqrt{\vartheta^2 \lambda n}\right) + 1 - \Theta\left(\sqrt{\lambda n}\right) \right\}. \tag{2}$$

Ist $\vartheta^2 \lambda n \ll 1$ — wir setzen in diesem Fall $n = n_1$ —, so geht (2) über in

$$J = S \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-n_1} \sqrt{n_1} + 1 - \Theta\left(\sqrt{n_1}\right) \right\}, \tag{2'}$$

d. h. das Verhältnis des übergehenden Stromes zum Sättigungsstrom ist vom Radienverhältnis ϑ unabhängig. Ist $\vartheta^2 \lambda n \gg 1$ $(n = n_2)$, so wird

$$J = S \cdot \frac{e^{-n_2}}{\vartheta} \tag{2''}$$

speziell für $\vartheta = 1$, $J = S \cdot e^{-n_2}$, die Richardsonsche Aufladungsgleichung für ebene Anordnung. Man erkennt leicht, daß das aus (2) und (1) berechnete Potential V bei gegebenem Strom J und Radienverhältnis ϑ immer absolut kleiner, algebraisch größer sein muß, als das aus (2') und (1) berechnete Potential V_1, jedoch algebraisch kleiner als das aus (2'') und (1) berechnete Potential V_2.

$$V_1 < V < V_2. \tag{3}$$

Ein Spezialfall des betrachteten Falles liegt vor, wenn am Zylinder ein Potentialminimum auftritt, d. h. der Potentialgradient beim Radius a verschwindet. Es gilt dann neben (2) noch eine weitere Beziehung

$$V = -\Omega(J, S, \varepsilon, \mu, T, r, a) \tag{4}$$

(μ Masse des Ions).

Die Funktion Ω genau zu bestimmen, ist analytisch undurchführbar, doch lassen sich brauchbare Grenzen angeben. Wie ich in einer gleichzeitig in den Ber. d. D. Phys. Gesellsch. erscheinenden Notiz zeige, gilt:

$$\Omega_1 < \Omega, \tag{5}$$

falls

$$\Omega_1 = 4 \sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}} J \left| a \ln \frac{a}{r} - (a-r) \right| \tag{4'}$$

(ln nat. Logarithmus) gesetzt wird. (Ebenso läßt sich eine Funktion $\Omega_2 > \Omega$ angeben, die wir jedoch im folgenden nicht benutzen.) Für $J \ll S$ ist (5) eine starke Ungleichung; nur für $J \sim S$ wird $\Omega \sim \Omega_1$.

Ω hat die Bedeutung eines Grenzpotentials. Wächst — bei konstanter Glühtemperatur — das angelegte Potential über $-\Omega$ hinaus, so fällt das Potential nicht mehr vom Draht zum Zylinder ständig ab, sondern es bildet sich unter dem Einfluß der Raumladungen, die durch die übergehenden Ionen verursacht werden, ein Potentialminimum zwischen Draht und Zylinder aus, das die Anzahl der übergehenden Ionen gegenüber dem Gesetz (2) mehr oder weniger stark herabsetzt. Diese „Potentialschwelle", die zunächst dem Auffangzylinder dicht vorgelagert ist, rückt bei weiterer Steigerung des angelegten Potentials immer weiter nach innen, um sich schließlich unmittelbar dem Glühdraht vorzulagern. Ist das Minimum am Glühdraht selbst angelangt, so ist das „Sättigungspotential" Σ erreicht; die Schwelle ist aus dem Raum zwischen den Elektroden verschwunden und alle austretenden Ionen erreichen den Auffangzylinder.

In dem Potentialgebiet zwischen $-\Omega$ und Σ zerfällt der Raum zwischen den Elektroden in zwei Gebiete völlig verschiedenen Charakters. Zwischen der Drahtoberfläche und dem Zylinder, auf dem das Potentialminimum liegt — wir

---

1) Direkt durch Versuche bei verzögernden Potentialen von O. W. Richardson bei Platin (Phil. Mag. (6) **16**, 353 u. 890, 1908; **17**, 813, 1909; **18**, 681, 1909), vom Verf. bei Wolfram und Kohle (Ann. d. Phys. **44**, Heft 15 oder 16, 1914, zitiert als „Annalenarbeit"); indirekt durch die neueren Versuche von Richardson (diese Zeitschr. **14**, 793, 1913) und Langmuir (diese Zeitschr. **15**, 516, 1914, zitiert als Langmuir II).

2) In der Bezeichnungsweise von E. Czuber, Theorie der Beobachtungsfehler (B. G. Teubner, Leipzig 1891). Dort ist auch die Funktion $\Theta(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-t^2} dt$ tabelliert.

verstehen jetzt unter a den Radius dieses „Minimumzylinders", unter V den Potentialunterschied zwischen dem Draht und dem Minimumzylinder —, gelten die Voraussetzungen der Gl. (1) bis (3) und demnach diese Gleichungen selbst unverändert weiter, da ja das Potential vom Draht zum Minimumzylinder ständig abfällt; und da im Minimum der Potentialgradient verschwindet, gelten auch die Gleichungen (4), (4′) und (5). Im Gebiet zwischen dem Minimumzylinder und dem äußeren Zylinder, dessen Radius wir mit R bezeichnen, steigt dagegen das Potential ständig an, beim Radius a mit dem Gradienten 0 beginnend; hier gilt also, falls die Anfangsgeschwindigkeiten in a zu vernachlässigen sind, für den Potentialunterschied V_L zwischen dem Minimum- und dem äußeren Zylinder die Langmuirsche Gleichung[1])

$$V_L = \left(\frac{9}{2\sqrt{2\gamma}} R J \beta^2\right)^{2/3}, \tag{6}$$

wobei $\gamma = \frac{\varepsilon}{\mu}$ ist und β^2 eine Funktion $f\left(\frac{R}{a}\right)$ des Radienverhältnisses bedeutet, die von Langmuir und Adams berechnet und tabelliert worden ist (l. c.).

Der Potentialunterschied Φ zwischen Draht und Auffangzylinder setzt sich einfach algebraisch aus V und V_L zusammen:

$$\Phi = V + V_L. \tag{7}$$

Aus der Berechnung von β^2 ($\beta^2 \backsim 1$ für $\frac{R}{a} > 17$) leitet Langmuir den Satz ab:

Die vereinfachte Beziehung

$$\Phi = \left(\frac{9}{2\sqrt{2\gamma}} J R\right)^{2/3} \tag{8}$$

(für Elektronen in Volt-Amperezählung

$$\varphi = (6{,}85 \cdot 10^4\, i R)^{2/3}) \tag{8'}$$

gilt, falls die Anfangsgeschwindigkeiten zu vernachlässigen sind und der Zylinderradius über 17mal größer als der Drahtradius ist. Wir müssen genauer sagen: Gl. (8) gilt, falls:

1. die Korrektion wegen der Anfangsgeschwindigkeiten verschwindet,
2. der Potentialfall V zwischen r und a (die „Schwellenkorrektion") gegen den Potentialanstieg V_L zu vernachlässigen ist,
3. der Zylinderradius über 17mal größer als der Radius des Minimumzylinders ist. (Die andernfalls einzuführende Korrektion bezeichnen wir als „Verbreiterungskorrektion".)

Um die Gültigkeitsgrenzen dieser Voraussetzungen abzuschätzen, haben wir uns darüber zu orientieren, wie die exakte Berechnung von Φ als Funktion von J zu erfolgen hätte.

Aus den gegebenen Werten von L, S, T, r, k, ε und μ wäre zunächst mit Hilfe von (1), (2) und (4) das Radienverhältnis $\vartheta = \frac{a}{r}$ und der Potentialabfall V bis zum Potentialminimum zu berechnen, sodann der erhaltene Wert ϑ in die Funktion $\beta^2 = f\left(\frac{R}{a}\right) = f\left(\frac{R}{r} \cdot \frac{1}{\vartheta}\right)$ in Gl. (5) einzusetzen und V_L aus (5), Φ aus (6) zu bestimmen. (Hierbei, wie im folgenden, sind zunächst die Geschwindigkeiten im Potentialminimum bei der Berechnung von V_L vernachlässigt.)

Nach dieser Methode finden wir unter Berücksichtigung von (1), (2), (2′), (3), (4′), (5), (6) und (7):

$$\Phi > \Phi_1 = \left|\frac{9}{2\sqrt{2\gamma}} R J f\left(\frac{R}{r}\frac{1}{\vartheta_1}\right)\right|^{\frac{2}{3}} - \frac{KT}{\varepsilon} n(\vartheta_1), \tag{9}$$

wobei ϑ_1 aus der Gleichung

$$\left.\begin{aligned} \vartheta_1\left(\ln\vartheta_1 - \left(1 - \frac{1}{\vartheta_1}\right)\right) = \\ = \left(\frac{2\pi}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{KT}{\varepsilon}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{4rS} \cdot n_1 \frac{S}{J} \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

berechnet wird, die man aus (4′) unter Einsetzung des nach Gl. (2′) berechneten Ausdrucks $\frac{KT}{\varepsilon} n_1$ für Ω_1 gewinnt.

Man überzeugt sich leicht, daß der auf diese Weise erhaltene Wert ϑ_1 größer ist als der wahre Wert von ϑ. Aufgelöst wird Gl. (10) nach ϑ_1, indem man die linke Seite als Funktion von ϑ_1, die Funktion $n_1 \frac{S}{J}$ auf der rechten Seite mit Hilfe von Gl. (2′) und den bekannten Θ-Tabellen als Funktion von $\frac{J}{S}$ tabelliert. Für Elektronen wird der Faktor von $n_1 \cdot \frac{S}{J}$ auf der rechten Seite von (10) bei Verwendung technischer Einheiten (s Sättigungsstrom in Ampere)

$$F = \frac{6{,}3 \cdot 10^{-4}}{rs}\left(\frac{T}{2000}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Da bei gewöhnlichen Glühtemperaturen und Drahtradien rs nicht über 10^{-3} zu wachsen pflegt, wird in der Regel $F < 1$ sein; die erwähnte Tabellierung zeigt, daß dann schon in der Nähe des Sättigungspunktes mit einer merklichen „scheinbaren Verbreiterung" des Drahtradius zu rechnen ist. Diese äußert sich hauptsächlich in der „Verbreiterungskorrektur", für die eine äußerste Grenze durch das erste Glied

1) Langmuir I, S. 351.

der rechten Seite von Gl. (9) gegeben ist. Auf das zweite Glied, die „Schwellenkorrektur", in der $n(\vartheta_1)$ aus (2) als Funktion von ϑ_1 und $\frac{J}{S}$ zu berechnen ist, hat von $\vartheta_1 \sim 3$ an ein Anwachsen von ϑ_1 keinen merklichen Einfluß mehr, so daß man, ohne die untere Grenze von Φ wesentlich herabzusetzen, $n(\vartheta_1)$ durch das aus (2′) berechnete $n_1(\vartheta = \infty)$ ersetzen kann.

Als obere Grenze für Φ finden wir wegen $V_L < V_L\left(\frac{R}{a} = \infty\right)$ unter Berücksichtigung von (2″), (3), (7) und (8)

$$\left(\frac{9}{2\sqrt{2\gamma}} R J\right)^{\frac{2}{3}} - \frac{KT}{\varepsilon} \ln \frac{S}{J} = \Phi_2 > \Phi_1. \quad (11)$$

Für Elektronen ist der Faktor des zweiten Gliedes der linken Seite $8{,}60 \cdot 10^{-5} T$, d. h. bei gewöhnlichen Glühtemperaturen 0,14 bis 0,22 Volt; sobald also J auf den 30. Teil des Sättigungsstromes, Φ auf etwa den neunten Teil des Sättigungspotentials sinkt, ist die mögliche obere Grenze für Φ um etwa 1 Volt kleiner als der aus Gl. (8) berechnete Wert; dieser ist also um mehr als 1 Volt zu groß.

Zu Gleichungen werden die Beziehungen (9) und (11) nur dann, wenn ϑ nachweislich sehr wenig von 1 verschieden ist; beide Beziehungen gehen dann ineinander über.

Fig. 1 zeigt in einem bestimmten Fall ($r = 0{,}005$ cm, $R = 1{,}4$ cm, $s = 5 \cdot 10^{-4}$ Amp., $T = 2000$), der etwa der beobachteten Wolframkurve (Fig. 2a) entspricht, für Elektronen die verschiedenen nach (9) und (11) möglichen Abweichungen vom einfachen $\Phi^{\frac{3}{2}}$-Gesetz. Die diesem Gesetz [Gl. (8′)] entsprechende Kurve ist die unterste; es folgt die nach (11) berechnete Kurve Φ_2, die mit der nach (2″) berechneten Schwellenkorrektur $\frac{KT}{\varepsilon} \ln \frac{S}{J}$ das Mindestmaß der Abänderungen, die Gl. (8′) nach unserer Theorie erfahren muß, bezeichnet. Darüber ist die Schwellenkorrektur n_1 [Gl. (2′)] verzeichnet, die für kleine Stromwerte ($\vartheta > 3$) sicher noch besser der Wirklichkeit entspricht; die gestrichelte Kurve endlich repräsentiert die Verbreiterungskorrektur [Gl. (9), erstes Glied] mit dem nach (10) berechneten Wert ϑ_1. Diese Korrektur ist, entsprechend den Eigenschaften der Ungleichung (5), besonders für kleinere $\frac{J}{S}$-Werte bedeutend zu groß; in Wirklichkeit dürfte hier der Ordinatenunterschied gegen die unterste Kurve kaum den zehnten Teil betragen. Immerhin ist es von Wichtigkeit, bestimmt zu wissen, daß die Verbreiterungskorrektur über den durch diese Kurve repräsentierten Betrag unmöglich hinausgehen kann.

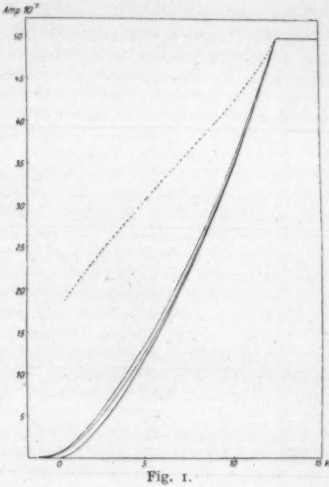


Fig. 1.

Für $J = S$ verschwinden alle hier betrachteten Korrekturen. Wenn man also nicht mit sehr großen Sättigungsströmen und großen Drahtradien ($rs > 10^{-3}$ Amp. · cm) operiert, wird man, um rechnerisch genau bestimmbare Verhältnisse zu erhalten, am besten in der Nähe des Sättigungspunktes arbeiten. Diese Regel dürfte besonders bei einer $\frac{e}{m}$-Bestimmung nach Formel (8) zu beachten sein.

Noch nicht berücksichtigt sind im vorstehenden die Anfangsgeschwindigkeiten. Bei von 1 bis ∞ wachsendem ϑ variiert die mittlere Anfangsgeschwindigkeit im Potentialminimum, in Volt gerechnet, von $\frac{1}{\pi} \cdot 8{,}6 \cdot 10^{-5} T$ bis $\frac{\pi}{4} \cdot 8{,}6 \cdot 10^{-5} T$, falls Maxwellsche Anfangsgeschwindigkeiten vorausgesetzt werden; für $T = 2000$ also zwischen 0,055 und 0,135 Volt. Mit wachsendem Drahtradius und abnehmendem Zylinderradius wird der potentialmindernde Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten zunehmen. Eine quantitative Abschätzung dieses Einflusses ist mir nicht gelungen; man wird nur sagen können, daß bei dünnen Drähten die Anfangsgeschwindigkeiten eine ungleich geringere Rolle spielen werden als bei ebenen Elektroden, wo allerdings die Vergrößerung des Stromes bei 500 Volt noch + 3 Proz. beträgt.

II. Versuche.

Über die Versuchsanordnung, mit der die im folgenden beschriebenen Versuche ausgeführt wurden, gebe ich das Nähere in der Annalenarbeit an. Hier nur soviel, daß die Elektronenstrommessungen, um die Wirkung des Potentialabfalls längs des Glühdrahtes auszuschalten, nach v. Baeyers[1]) Vorgang während der sehr kurzen (bei mir etwa $^1/_{250}$ Sek. betragenden) Unterbrechungszeiten des Heizstromes angestellt wurden und daß der (5 cm lange) Auffangzylinder auf beiden Seiten um 2 cm vom Glühdraht überragt und durch 4 cm lange Endzylinderstücke geschützt wurde, die vom Hauptzylinder isoliert waren, aber auf gleichem Potential gehalten wurden wie dieser. Nur auf diesem Wege ist die Beseitigung der Randerscheinungen und die genaue Definition der wirksamen Drahtlänge möglich, die für die Berechnung der absoluten Stromgröße pro Längeneinheit notwendig ist.

Für die Kontaktdifferenzen zwischen Glühdraht und Zylinder, die bei kleinen Potentialen eine erhebliche Rolle spielen, wurden die Werte eingesetzt, die sich durch Messungen bei verzögernden Potentialen ergaben (angegeben in der Annalenarbeit; für die Differenz: Glühendes Tantal-Ruß ist der dort nicht vermerkte Wert 0,5 Volt eingesetzt).

1. Versuche mit Wolfram und Tantal.

Fig. 2a und b zeigt zwei Versuche mit Wolframdrähten von 0,1 mm Durchmesser bei verschiedenen Zylinderweiten. Die ausgezogenen Kurven geben jedesmal den Strom an, den man nach Gl. (8′) bei dem betr. Zylinderradius zu erwarten hätte. Kurve *a*, bei einem Restgasdruck von 2,1 μ (1 $\mu = {}^1/_{1000}$ mm *Hg*) aufgenommen, fällt nach Einführung der Schwellenkorrektur bereits nahe mit der ausgezogenen Kurve zusammen; bei *b* ($p = 1\ \mu$) ist einerseits wegen des etwa dreimal größeren Sättigungsstromes die Schwellenkorrektur um etwa 0,2 Volt größer als bei *a*, andererseits muß wegen des kleineren Zylinderradius bei gleichem Strom die Anfangsgeschwindigkeit und die Verbreiterungskorrektur eine größere Rolle spielen. Jedenfalls zeigt sich das Gesetz, daß die übergehende Strommenge unterhalb des Sättigungsstromes bei gegebenem Potential dem Zylinderradius annähernd umgekehrt proportional ist, an diesen Beispielen gut bestätigt. — Ganz ähnliche Kurven erhielt ich mit Tantal. Fig. 2c ($p = 2{,}2\ \mu$) zeigt einen Versuch, bei dem der schon bei 2a und b erkennbare Einfluß des Ionisierungspotentials besonders markant hervortritt. Während unterhalb 11 Volt das Restgas[1]) keinen Einfluß auf die Entladung zu haben scheint, steigt zwischen 11 und 12 Volt der Strom rapid bis zur Sättigung an. Auf die Erklärung dieser Erscheinung kommen wir gleich zurück.

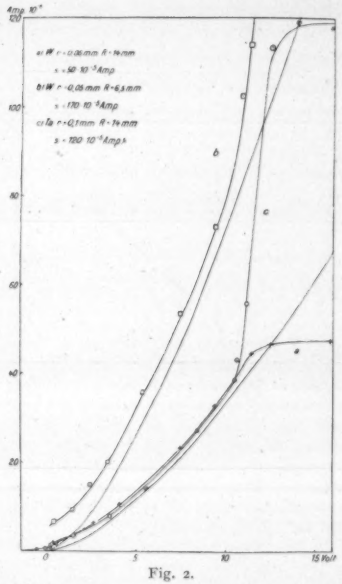


Fig. 2.

2. Versuche mit Kohle.

Bedeutend schwieriger als mit den Metallfäden war es, mit Kohlefäden reine Kurven zu erzielen. Fig. 3a zeigt eine Kurve, wie sie mit einem 0,5 mm starken Kohledraht[2]) nach etwa halbstündigem Glühen bei 2,4 μ Druck erhalten wurde; erst nach mehrstündiger Weißglut bei dauerndem Pumpen konnte die Kurve *a* in die Form *b* übergeführt werden. Kurve *b* zeigt wieder bei etwa 10 Volt den gewöhnlichen Anstieg durch Ionisierung der Gasmoleküle; auch unterhalb des Ionisierungspotentials wird sie jedoch wohl noch nicht ganz rein sein, wenn auch der große Drahtradius — der Zylinder-

1) Diese Zeitschr. 10, 168, 1909.

1) Verwendet wurde Wasserstoff. Daß dieser auch während der Glühversuche, die unter ständigem Arbeiten der Gaedepumpe vor sich gingen, einen wesentlichen Bestandteil des Restgases bildete, geht wohl aus den Ionisierungspotentialen selbst hervor.

2) Die verwendeten Kohlefäden, mit Nickelelektroden versehen, wurden mir von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin freundlichst zur Verfügung gestellt.

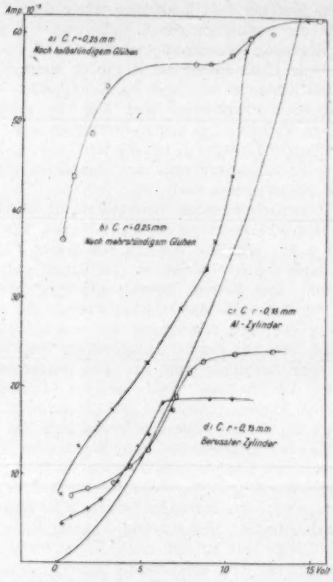


Fig. 3.

radius ist hier durchweg 14 mm — die verschiedenen Abweichungen von der einfachen $\Phi^{3/2}$-Kurve begünstigt.

Eigentümlich ist, daß bei frischen Drähten Kurven von der Form *a* erst nach etwa sechs Minuten langem Glühen erhalten werden. Vorher sind bei gleichen Sättigungsströmen die Ströme bei kleinen Potentialen, besonders der Null-Strom, ganz erheblich kleiner, mehr der Kurve *b* entsprechend. Da Oberflächenschichten[1]) die Emission (den Sättigungsstrom) beeinflußt hätten, ist hier wohl nur an den raumladungsmindernden Einfluß positiver Ionen zu denken, die sich an dem heißen Drahte bilden. Die Bildung dieser Ionen muß dann offenbar längere Zeit erfordern, was z. B. durch die Annahme, daß die Ionen beim Erhitzen aus dem Fadeninnern diffundieren, erklärt werden könnte.

Wir haben also zwei Arten von Beeinflussung des Elektronenstromes durch positive Ionen zu unterscheiden: 1. durch die von den Elektronen ionisierten Moleküle[2]), 2. durch die beim Erhitzen des Drahtes gebildeten positiven Ionen. In beiden Fällen liefern die gebildeten Ionen zum Elektronenstrom nur einen verschwindenden direkten Beitrag, wie viele Versuche zeigen, bei denen (1.) die Sättigung vor der Ionisierungsspannung erreicht wird bzw. (2.) der Strom der positiven Ionen gesondert bestimmt wird. Es kann sich also beidesmal nur um Beseitigung oder Erniedrigung der Potentialschwellen durch die Raumladungswirkung der positiven Ionen handeln; daß Ionen, die in so geringer Zahl vorhanden sind, daß der von ihnen erzeugte Strom gegenüber dem Elektronenstrom verschwindet, überhaupt auf die Ladungsdichte zwischen den Elektroden einen so entscheidenden Einfluß haben können, findet seine Erklärung wohl erstens durch die bedeutend größere Masse und kleinere Geschwindigkeit der positiven Ionen, zweitens durch die Form der Kathode (die in das Feld ausgetretenen Ionen erreichen den anziehenden dünnen Draht erst nach vielfachem Pendeln und Kreisen), drittens durch die abstoßende Kraft, die beim Vorhandensein eines Potentialminimums unmittelbar am Draht auf die Ionen wirkt.

Nach langem Glühen verschwinden, wie bemerkt, die am Draht gebildeten positiven Ionen. Diese Selbstreinigung vollzieht sich rascher bei dünneren Drähten; Fig. 3 c und d zeigt zwei Kurven, die bei 0,8 und 0,3 μ mit einem 0,3-mm-Draht nach etwa einstündigem Glühen erhalten wurden. Kurve *c*, die mit einem blanken *Al*-Zylinder als Anode aufgenommen ist — bei allen bisher beschriebenen Versuchen war der Zylinder berußt —, ist ein Beispiel für die strommindernde Wirkung der Reflexion; dieser Effekt ist sicher auch indirekt durch eine Vergrößerung der Raumladungswirkung der Elektronen zu erklären.

Einfluß von Wasserstoff und Quecksilberdampf.

Ein H_2-Druck von 5 bis 10 μ hatte unterhalb 11 Volt keinen merklichen Einfluß auf die Entladung; erst bei Drucken von 30 bis 100 μ trat eine Wirkung ein: bei unverändertem Sättigungsstrom wurde unterhalb des Sättigungspotentials der Strom verringert (bei 100 μ etwa auf die Hälfte), und das Sättigungspotential wurde hinausgerückt. Eben diese Erscheinungen hat man zu erwarten, wenn man unterhalb der Ionisierungsspannung die H_2-Moleküle als bloße Hindernisse auffaßt, die durch Reflexion oder Anlagerung die Elektronen zu längerem Aufenthalt im Raume veranlassen und dadurch die Raumladungsdichte vergrößern. Berechnungen der freien Weglänge sprechen auch quantitativ für diese Vermutung. — Einen Einfluß des in

1) Langmuir II, S. 526.

2) Diese Ionisierung kann entweder im Gasraum oder an der Oberfläche der Anode erfolgen. Die Versuche geben darüber keinen Aufschluß.

der Röhre vorhandenen Hg-Dampfes konnte ich bei den verwendeten niedrigen Potentialen nicht feststellen.

Zusammenfassung.

1. Durch genauere Untersuchungen über den Potentialverlauf zwischen den Elektroden wird festgestellt, daß das von I. Langmuir und vom Verf. unabhängig entdeckte Gesetz

$$\Phi = \left(\frac{9}{2\sqrt{2}\gamma} J R\right)^{4/3}$$

für das Potential, das angelegt werden muß, um unterhalb der Sättigung den Strom J pro cm von einem dünnen Draht nach einem koaxialen Zylinder vom Radius R fließen zu lassen, verschiedener Korrektionen bedarf, die sich nicht durchweg nur auf kleine Potentiale beziehen. Für die „Schwellenkorrektion" und die „Verbreiterungskorrektion" werden Grenzen angegeben, aus denen die günstigsten Bedingungen für die Gültigkeit der obigen Gleichung abgeleitet werden können.

2. Durch Messungen an Wolfram-, Tantal- und Kohledrähten in Zylindern von verschiedenem Radius wird im Gebiet unterhalb 11 Volt die annähernde Gültigkeit von Gl. (8) nachgewiesen; die Abweichungen haben den erwarteten Charakter. Bei Kohle ist die Erzielung reiner Kurven besonders schwierig; ein Umstand, der vermutlich durch langanhaltende Erzeugung positiver Ionen an heißen Kohledrähten zu deuten ist.

3. Durch Wasserstoff wird unterhalb des Ionisierungspotentials die Wirkung der Raumladung begünstigt, oberhalb des Ionisierungspotentials mehr oder weniger aufgehoben.

Die hier beschriebenen Versuche wurden im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Geheimrat M. Wien, dem Leiter des Instituts, für sein förderndes Interesse an meinen Arbeiten meinen ergebensten Dank aussprechen.

Steglitz, den 13. Mai 1914.

(Eingegangen 13. Mai 1914.)

Die Entladung beim Blitzinduktor.

Von C. Déguisne.

Beim Betrieb mit dem Blitzinduktor[1]) steht die Röntgenröhre unter wesentlich anderen Verhältnissen als beim Wehneltbetrieb. Während beim letzteren jede Entladung unter dem Einfluß der vorangegangenen steht und von der ihr folgenden vorzeitig abgeschnitten wird, findet sie beim Blitzinduktor die Röhre in ihrem normalen Zustande vor und kann ungestört voll ausklingen. Außerdem sind hier die quantitativen Verhältnisse, zumal hinsichlich der Intensität der Entladung, so sehr verschieden, daß diese Entladungsart wohl ein besonderes Interesse beanspruchen darf.

Die nachstehenden Beobachtungen wurden an einem Blitzinduktor der Veifa-Werke, Frankfurt a. M., erhalten, der mir von dieser Firma in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurde. Der Betrieb dieses Apparates erfolgt in der Art, daß die Primärwicklung, die nur wenig über 100 Windungen und einen Widerstand von nur einigen Hundertsteln Ohm hat, an eine Spannung von 120 Volt gelegt wird unter Vorschaltung einer geeignet dimensionierten Abschmelzpatrone. Der Strom steigt so lange an, bis die Patrone schmilzt, und die bis dahin im Magnetismus des Eisenkerns aufgespeicherte Energie entlädt sich in die Röntgenröhre. Zur Aufnahme des erforderlichen Energiebetrags muß der Eisenkern beträchtliche Dimensionen erhalten. Bei meinem Apparat hatte er eine Länge von 90 cm, einen Eisenquerschnitt von 122 cm² und ein Gewicht von 86 kg. Der zeitliche Verlauf des Anstiegs beim Primärstrom und der Entladung auf der Sekundärseite wurde oszillographisch aufgenommen.

In Fig. 1 ist eine Entladung durch eine Röhre wiedergegeben. Auf der Abszissenachse ist der Zeitmaßstab, auf der Ordinatenachse ist links der Maßstab für den primären und rechts derjenige für den sekundären Strom aufgetragen. Der primäre Strom steigt innerhalb 0,04 sec. bis zu 250 Ampere an und fällt im vorliegenden Falle, wo die Unterbrechung etwas unregelmäßig gewesen zu sein scheint, innerhalb 0,001 sec, meistens aber in noch kürzerer Zeit (vgl. Fig. 2 und 3) bis auf 0 ab. Beträgt der Endwert des Primärstroms schon ungefähr das Zehnfache der beim Wehneltbetrieb üblichen Stromwerte, so ist der Maximalwert des Sekundärstroms noch außergewöhnlicher; dieser erreicht Beträge zwischen 0,3 und 0,4 Ampere gegenüber einigen Milliampere beim Wehnelt. Die Dauer der sekundären Entladung schwankt je nach der Art und dem Zustande der Röhre zwischen 0,015 und 0,03 sec. Die Dauer der wirksamen Röntgenstrahlung ist nach Dessauer[1]) erheblich kürzer.

Bei der in Fig. 1 dargestellten Entladung war der Röhre den Vorschriften der Veifawerke

1) Dessauer, 5. Kongr. d. deutsch. Röntgengesellschaft 1909; Archiv f. phys. u. mediz. Technik 1909; Bd. IV, Heft 1; diese Zeitschr. 10, 859, 1909.

1) Dessauer, diese Zeitschr. 13, 1101—1105, 1912

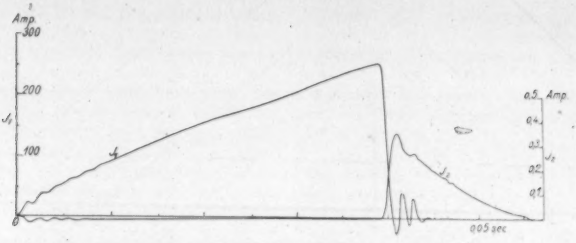


Fig. 1. $\mathcal{J}_1$ = Primärstrom, $\mathcal{J}_2$ = Sekundärstrom durch eine mittelharte Röhre mit Ventil-Funkenstrecke.

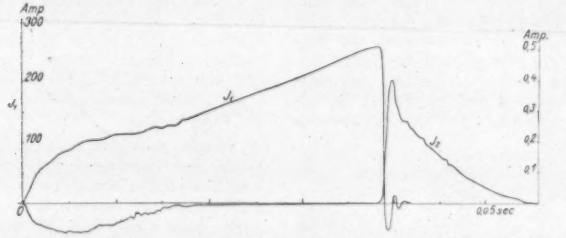


Fig. 2. $\mathcal{J}_1$ = Primärstrom, $\mathcal{J}_2$ = Sekundärstrom durch eine mittelharte Röhre ohne Ventil-Funkenstrecke.

entsprechend eine Ventilfunkenstrecke von ca. 3 cm Länge vorgeschaltet. Fig. 2 gibt eine Entladung ohne Ventilfunkenstrecke wieder. Dabei läßt die Röhre beim Einsetzen des Primärstroms einen Stromstoß negativer Richtung durch, der bis auf 0,1 Ampere ansteigt. Die Rückwirkung dieses Stromstoßes macht sich beim Primärstrom in einer kurz dauernden Ausbuchtung seiner Kurve nach oben bemerkbar, beim positiven Entladungsstrom aber durch die Tatsache, daß dieser mit einem etwas höheren Werte — ca. 0,4 Ampere — als im anderen Falle einsetzt, obgleich der Primärstrom und mit ihm das Magnetfeld zu keinem höheren Endwert gelangt sind. Die kurze Vorentladung hat offenbar in der Röhre die Bildung der Ionen bei der positiven Entladung erleichtert. Das Abklingen der Entladung erfolgt im übrigen in beiden Fällen unter gleichen Stromwerten. Die bei Fig. 1 und Fig. 2 benutzte Röhre hatte einen Härtegrad von 6—7 der Walter-Bénoist-Skala bei Wehneltbetrieb. Verwendet man weichere Röhren ohne Ventilvorrichtung, so ist der beim Anstieg des Primärstroms auftretende Sekundärstrom in negativer Richtung viel beträchtlicher, wie aus der später noch zu besprechenden Fig. 9 zu erkennen ist. Er erreicht hier Werte von mehr als 0,2 Ampere; er verursacht ein entsprechend stärkeres Anwachsen des Primärstroms bei den Anfangswerten; die Patrone schmilzt vorzeitig ab, bevor der Primärstrom und damit das Magnetfeld ihren vollen Endwert erlangt haben, und die Intensität der positiven Sekundärentladung fällt geringer aus (vgl. Fig. 9; die in positiver Richtung entladene Elektrizitätsmenge und die elektrische Energie ist hier sogar kleiner als die der Vorentladung verkehrter Richtung).

Ganz anders als bei Röhren verläuft die Entladung über Funkenstrecken in Luft. Es wurden Funkenstrecken zwischen Spitze und Platte von 12 cm, 20 cm, 30 cm und 45 cm mit dem Oszillographen untersucht. Fig. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf des primären und des sekundären Stroms bei einer Funkenstrecke von 12,5 cm. Der Zeitmaßstab ist hier ungefähr halb so groß wie bei Fig. 1 und 2, die übrigen Maßstäbe sind die gleichen. Die Dauer der Entladung ist etwa 5 bis 6mal so groß, bei längeren Funkenstrecken, 30 und 45 cm, immer noch doppelt so groß als bei der Entladung durch die Röhre. Die transportierte Elektrizitätsmenge berechnet sich aus Fig. 3, also für eine Funkenstrecke von 12,5 cm, zu 0,011 Cb, aus Fig. 2, also für eine mittelharte Röntgenröhre unter den gleichen Verhältnissen auf der Primärseite, zu 0,002 Cb.

Einen weiteren Unterschied zeigen die beiden Entladungen in der Geschwindigkeit, mit der der Sekundärstrom auf 0 abfällt, also dem Wert di/dt, wo di das Stromdifferential und dt

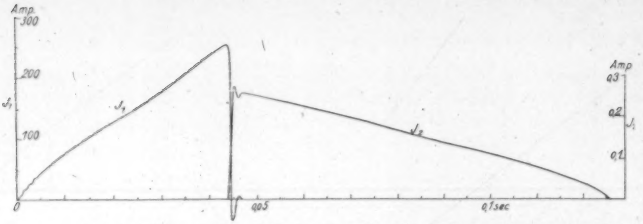


Fig. 3. J_1 = Primärstrom, J_2 = Sekundärstrom über eine Funkenstrecke von 12,5 cm.

das Zeitdifferential darstellt. Dieser Wert bietet in folgender Hinsicht besonderes Interesse. Nach dem Verschwinden des Primärstroms, also während des weitaus größten Teils der Entladungsdauer, werden die das Magnetfeld speisenden Amperewindungen ausschließlich durch den Sekundärstrom geliefert. Den Momentanwerten

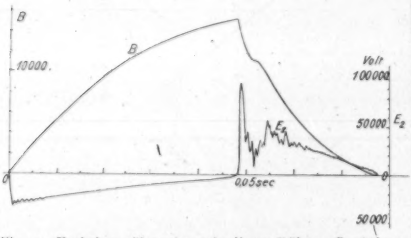


Fig. 4. Entladung über eine mittelharte Röhre. B mittlere Eisendinduktion, E_2 sekundäre EMK.

des letzteren sind die im Eisenkern vorhandenen momentanen Kraftlinienzahlen annähernd proportional, da die in dieser Periode herrschende Eiseninduktion unterhalb des „Knies" liegt. Es ist also, wenn N die Gesamtzahl der im Eisenkern vorhandenen magnetischen Kraftlinien darstellt, di/dt proportional dN/dt. Diesem Differentialquotienten ist aber wiederum die in der Sekundärwicklung induzierte EMK proportional, d. i. derjenige Faktor, der einerseits die zur Entladung kommende elektrische Energie, andererseits die Härte der entstehenden Röntgenstrahlen bestimmt. Unsere Stromkurven sagen uns, daß die Entladung durch die Röntgenröhre unter höheren Spannungswerten erfolgt als über die Funkenstrecke.

Zwecks genauerer Feststellung der absoluten Werte der induzierten EMK wurde der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes mit dem Oszillographen aufgenommen. Diese Aufnahme erfolgte nach einer vom Verfasser früher entwickelten Methode[1]). Die erhaltenen Kurven sind in den Fig. 4 und 5 wiedergegeben und dort mit B bezeichnet. Die Abszissenachse trägt den Zeitmaßstab, und in vertikaler Richtung ist an der linken Seite der Maßstab für die Eiseninduktion B angetragen. Die angeschriebenen Zahlen bedeuten Mittelwerte der Eiseninduktion, die ja nicht über die ganze Länge des Eisenkerns konstant ist. Die Messung der magnetischen Streuung von der Mitte des Eisenkerns bis 5 cm über die Enden der Sekundärwicklung hinaus ergab nach jeder Seite einen Streuungskoeffizienten von 1,35. Die Induktion in der Mitte des Kerns dürfte demnach 12—15 Proz. höher, an den Enden der Sekundärwicklung 15—17 Proz. niedriger als die in den Figuren eingetragenen Werte sein. Aus den Magnetisierungskurven und dem Eisenquerschnitt läßt sich der Quotient dN/dt, und hieraus und aus

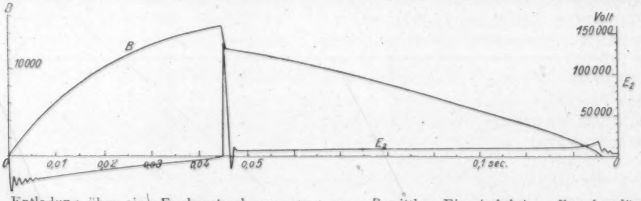


Fig. 5. Entladung über eine Funkenstrecke von 12,5 cm. B mittlere Eiseninduktion, E_2 sekundäre EMK.

1) Déguisne, diese Zeitschr. 11, 513—516, 1910.

der bekannten Anzahl der Sekundärwindungen die in diesen induzierte Spannung berechnen, schätzungsweise mit einer Genauigkeit von ca. 10 Proz. Zur Kontrolle wurde der zeitliche Verlauf der induzierten EMK außerdem mit dem Oszillographen aufgenommen, indem um die Mitte des Eisenkerns 5 Windungen gelegt und über einen induktions- und kapazitätsfreien Widerstand auf die Oszillographenschleife geschaltet wurden. So ergaben sich die in den Fig. 4 und 5 eingezeichneten Spannungskurven. Nachdem die Oszillographenschleife mit ihrem Vorschaltwiderstand auf Spannung geeicht war, ließ sich aus der bekannten sekundären Windungszahl unter Berücksichtigung der Streuung wiederum die auf der Sekundärseite induzierte Spannung berechnen. Die Mittelwerte aus den oben berechneten Werten ergaben den Spannungsmaßstab, der in den Fig. 4 und 5 an der rechten Seite angetragen ist. Wir entnehmen aus diesem Maßstab, daß bei der Röhre die Entladung mit einer Spannung von ca. 90000 Volt, bei der Funkenstrecke von 12,5 cm mit über 130000 Volt einsetzt. Bei den längeren Funkenstrecken ergaben sich noch etwas höhere Werte. Indessen zeigten diese Anfangsspannungen keinen regelmäßigen Gang, fielen auch bei den gleichen Funkenstrecken und den gleichen Röhren mitunter stark verschieden aus. Sie scheinen also von dem momentanen Zustande des durchschlagenen Gases stark abhängig zu sein. Sobald der Sekundärstrom einsetzt, wird unter dem Einfluß der sekundären Amperewindungen der Absturz des magnetischen Feldes stark verzögert, und die induzierte EMK geht auf kleine Werte herunter, um bei der Röhre wieder auf ca. 40000 Volt anzusteigen und dann geradlinig — abgesehen von den Zacken — bis auf 0 abzunehmen; bei der Funkenstrecke jedoch bleibt sie bei sehr niedrigen Beträgen, die unter 10000 Volt liegen, und steigt erst gegen das Ende der Entladung auf etwas höhere Werte, bis 20000 Volt, an.

Die am Voltmaßstab abgelesenen Werte geben die elektromotorische Kraft, die in der Sekundärspule zustande kommt. Die Spannungen an der Röhre, bzw. an der Funkenstrecke sind um den Potentialverlust kleiner, der durch den Ohmschen Widerstand der Sekundärspule verursacht wird. Dieser beträgt 20000 Ohm. Es gehen also bei einem Sekundärstrom von beispielsweise 0,3 Ampere in der Spule 6000 Volt verloren. Die Entladung über die Funkenstrecke von 12,5 cm geht also unter den überraschend niedrigen Spannungswerten von nur wenigen 1000 Volt vor sich, sobald sie einmal durch die hohe Spannung von über 100000 Volt eingeleitet worden ist. Die Entladungen über Funkenstrecken von größerer Länge, 30 und 45 cm, zeigen ganz ähnlichen Verlauf mit dem Unterschied, daß die Einsetzspannung einige 10000 Volt, die anderen Spannungswerte 2000—3000 Volt höher sind und die Entladungsdauer auf die Hälfte bis ein Drittel heruntergeht.

Die EMK, die in negativer Richtung durch den Anstieg des Primärstroms induziert wird, setzt mit etwa 30000 Volt ein, verläuft, wenn keine Vorentladung stattfindet, dem verlangsamten Anstieg des Magnetfeldes entsprechend nach unten leicht konkav und nähert sich der Nullinie. Der Umstand, daß sie den Wert 0 gerade eben erreicht, ist ein Beweis dafür, wie günstig die magnetischen Verhältnisse auf der Primärseite getroffen sind; die Stromunterbrechung findet gerade dann statt, wenn der Eisenkern seine Sättigung erreicht hat.

Die nun folgenden Figuren sind gleichzeitig aufgenommene Oszillogramme des Sekundärstroms und der sekundären EMK und geben einen interessanten Überblick über die während der Entladung vorhandenen Strom- und Spannungsverhältnisse. Die größere Intensität und die längere Dauer der Entladung ermöglichen es, eine erheblich größere Zuverlässigkeit der oszillographischen Aufnahmen zu erreichen als beim Wehneltbetrieb.

Benutzt wurde der Oszillograph von Siemens & Halske mit zwei Schleifen. Die Oszillographenschleife, die die Stromkurve zeichnete, lag mit einem induktions- und kapazitätsfreien Vorschaltwiderstand von 1,5 Ohm parallel zu einem gleichen Widerstand von 0,5 Ohm. Die Kombination wurde mit Wechselstrom von 100 Wechseln auf Strom geeicht. Die Spannungskurve wurde erhalten, indem um die Mitte des Eisenkerns 5 Windungen gelegt und diese über einen induktions- und kapazitätsfreien Vorschaltwiderstand von 150 Ohm auf die zweite Schleife des Oszillographen geschaltet wurden. Die Eichung auf Spannung erfolgte gleichfalls mit Wechselstrom von 100 Wechseln. Die Umrechnung auf die gesammte EMK der Sekundärspule erfolgte auf Grund der von der Fabrik mitgeteilten sekundären Windungszahl und unter Berücksichtigung der Streuung. Das photographische Papier war um eine rotierende Trommel herumgelegt. Bei einigen Aufnahmen überdeckt der ganze Vorgang mehr als eine Umdrehung der Trommel. Der Beginn, nämlich das Einschalten des Primärstroms, ist in den Figuren durch das Einsetzen der Spannungskurve in negativer Richtung gekennzeichnet. Die Kurven laufen von links nach rechts, und an das rechte Ende der Figuren schließt sich ihr linker Rand als Fortsetzung

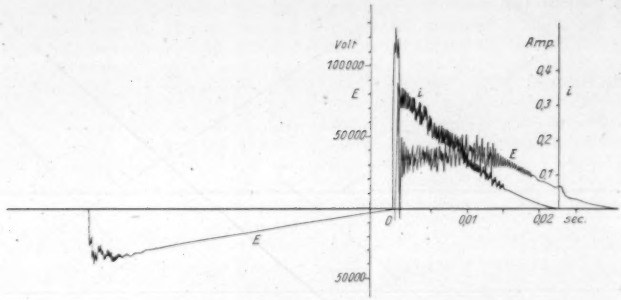


Fig. 6. Weiche Röhre (3—4 WB) mit Ventil-Funkenstrecke.

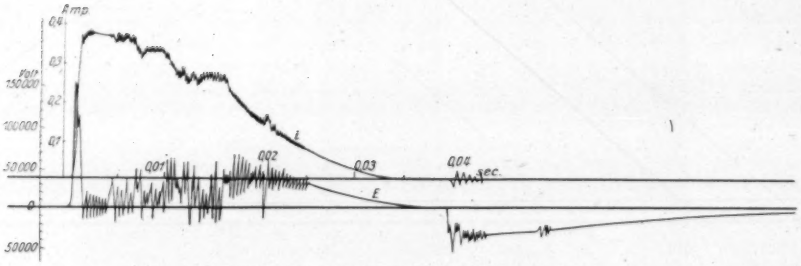


Fig. 7. Weiche Röhre mit Ventil-Funkenstrecke.

an. Der eingezeichnete Zeitmaßstab beginnt stets mit dem Einsetzen des Sekundärstroms.

Die Fig. 6 gibt die Entladung durch eine Röhre mit vorschriftsmäßig vorgeschalteter Ventilfunkenstrecke von ca. 2 cm wieder. Die Röhre hatte, beim Wehneltbetrieb gemessen, eine Härte von 3—4 der Walter-Bénoist-Skala und einen Durchmesser von 17,5 cm. Eine Vorentladung in negativer Richtung ist nicht vorhanden. Betrachten wir zunächst die Spannungskurve E, so finden wir, daß sie, abgesehen von der ersten, über 100000 Volt ansteigenden Spannungsspitze in zwei deutlich zu unterscheidende Perioden zerfällt; in der ersten pendelt die Spannung um einen mehr oder weniger konstant bleibenden Mittelwert, der bei ca. 35000 Volt liegt, in der zweiten fällt sie von diesem Mittelwert ziemlich geradlinig auf 0 ab. Der charakteristische Knick am Ende der ersten Periode, der auch in den folgenden Kurven in ähnlicher Form wiederkehrt, läßt darauf schließen, daß in diesem Moment das die Röhre füllende Gas seinen Ionisierungszustand ändert. Welcher Art diese Änderung ist, kann weder aus der Spannungs- noch aus der Stromkurve einwandsfrei geschlossen werden und soll hier zunächst nicht erörtert werden.

Auffallend sind die starken Zacken in der Spannungskurve, die während der ersten der erwähnten beiden Perioden auftreten und sich über einen Bereich von ca. 20000 Volt erstrecken. Die Zacken sind, wie es scheint, durch die Eigenschwingungen der Oszillographenschleife überlagert, die nach Angabe der S. & H. A.-G. eine Eigenfrequenz von 6200 pro Sekunde hatte und zum Zweck der Dämpfung im Ölbad saß. Eine zweite Entladung durch die gleiche Röhre, aber mit anderen Oszillographenschleifen zeigt Fig. 7. Auch diese gibt die starken Schwankungen der Spannung wieder. Da die Spannung mit der Stromstärke durch das Magnetfeld in der Weise verknüpft ist, daß, wie oben schon erörtert, E proportional di/dt ist, so können kleine Stromschwankungen relativ große Spannungsschwankungen zur Folge haben. Wir folgern daher, daß die kleinen Zacken in den Stromkurven unserer Figuren nicht allein auf Eigenschwingungen der Meßschleifen zurückzuführen sind, sondern daß der Strom tatsächlich zahlreiche, wahrscheinlich unregelmäßig ver-

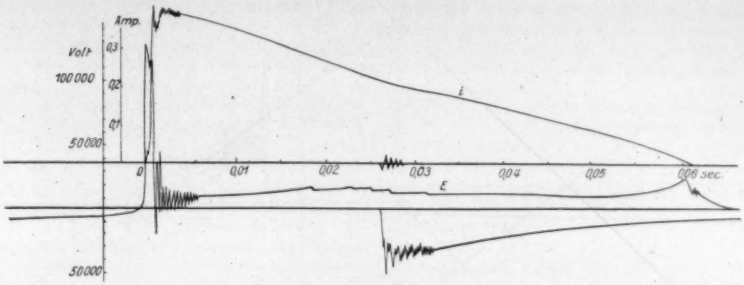


Fig. 8. Funkenstrecke von 20 cm.

laufende, kleine Schwankungen aufweist, die in kurzen Zeitintervallen von 0,0004—0,0006 sec aufeinander folgen. Bei der Entladung über eine Funkenstrecke in Luft treten derartige Schwankungen der Stromstärke nicht auf, wie aus Fig. 8 hervorgeht. Diese zeigt die Entladung über 20 cm Luftstrecke zwischen Spitze und Platte (Spitze positiv). Die Spannung verläuft fast ganz glatt und wie früher schon hervorgehoben, bei sehr niedrigen Werten. Von den durch die Kurve aufgezeichneten Beträgen, die die EMK darstellen, sind, um die Spannungen an der Funkenstrecke zu erhalten, die in den 20000 Ohm der Sekundärspule vernichteten Volt abzuziehen.

Es liegt nahe zu versuchen, aus den Strom- und Spannungskurven die dynamische Charakteristik der Entladung zu konstruieren. Man erhält dabei mit einiger Zuverlässigkeit nur den Teil für fallenden Strom. Aus diesem ist nichts Bemerkenswertes zu entnehmen, was nicht bereits aus den behandelten Kurven hervorginge und schon besprochen worden ist. Der Anstieg der Stromstärke aber erfolgt zu rasch, als daß man einzelne Momentanwerte mit Sicherheit entnehmen könnte. Bei der großen Steilheit dieses Teils der Kurven ist zu vermuten, daß sie durch die Dämpfung und die Eigenschwingungen der Oszillographenschleifen erheblich deformiert sind. Insbesondere läßt sich nicht entscheiden, ob der Strom gleich mit seiner vollen Stärke einsetzt oder in einer für unsere Verhältnisse meßbaren Zeit zum Maximum anwächst und andererseits, ob die hohen Anfangswerte der Spannung noch vorhanden sind, wenn das Maximum der Stromstärke erreicht ist. Einen etwas zuverlässigeren Aufschluß hierüber geben die Kurven des Magnetfeldes, wie sie in den Fig. 4 und 5 wiedergegeben sind, da bei diesen die in Frage kommenden Kurvenstücke kurz und die Unterschiede in den zusammenstoßenden verschiedenen Gefällen nicht so schroff sind und daher durch den Oszillographen richtiger wiedergegeben werden. Zwischen dem Magnetfeld und dem Entladungsstrom besteht folgender Zusammenhang. Mit dem Abreißen des Primärstroms stürzt auch das Magnetfeld ab. Sein Absturz wird gehemmt, sobald der Sekundärstrom zustande gekommen ist, dessen Amperewindungen nunmehr das magnetische Feld proportional ist. Nimmt das Zustandekommen des Sekundärstroms eine für unsere Verhältnisse meßbare Zeit in Anspruch, so muß der Übergang des steilen in den weniger steilen Teil der abfallenden Magnetkurve in Form einer abgerundeten Ecke erfolgen; setzt der Sekundärstrom dagegen momentan mit seiner vollen Stärke ein, so muß in der Magnetkurve eine scharfe Ecke entstehen. Die zahlreichen, von mir gemachten Aufnahmen an Röhren und Funkenstrecken in Luft zeigen den aus den Fig. 4 und 5 erkennbaren typischen Unterschied: bei der Luftfunkenstrecke ist die Ecke im abfallenden Ast der Magnetkurve scharf, bei der Röhre abgerundet, zum Teil von einigen abklingenden Schwingungen überlagert. Wir folgern daraus, daß der Sekundärstrom seinen Maximalwert bei der Luftstrecke in einer für unsere Zeitverhältnisse unmeßbaren, bei der Röhre in einer meßbaren Zeit, nämlich von der Größenordnung von 0,001 sec erreicht, d. h. es steht die zum Stromübergang erforderliche Anzahl von Elektronen bzw. Ionen in der Luftstrecke viel rascher zur Verfügung als in der Röhre. Da durch den Sekundärstrom der Absturz des Magnetfeldes gebremst wird, so hat das Zustandekommen desselben das Verschwinden der hohen Spannung unmittelbar zur Folge. Andererseits zieht jede Beschleunigung im Stromabfall einen Anstieg der Spannung nach sich. Die zahlreichen Zacken der Spannungskurve bei der Entladung durch die Röhre lassen daher darauf schließen, daß hier andauernd ein rascher

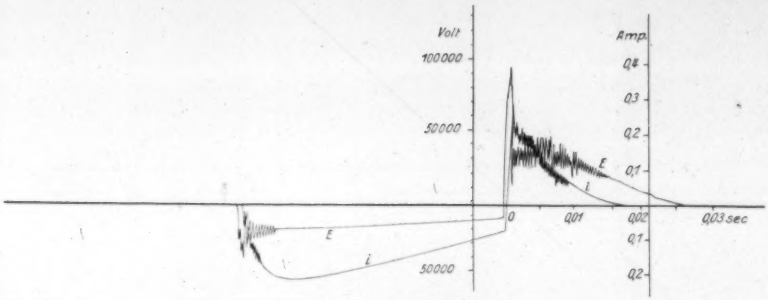


Fig. 9. Weiche Röhre ohne Ventil-Funkenstrecke.

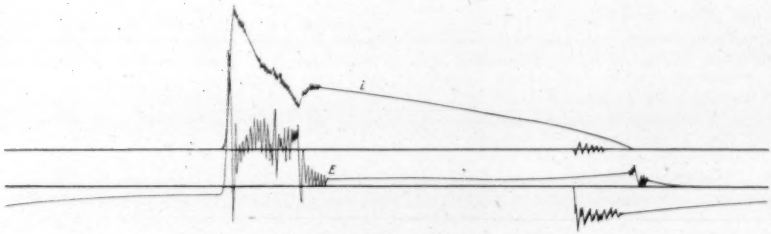


Fig. 10. Harte, kleine Röhre mit Ventil-Funkenstrecke.

Abfall der Ionenzahl stattfindet und diese durch die nachfolgende Spannungserhöhung schrittweise immer wieder ergänzt wird. Bei der Luftstrecke dagegen scheinen trotz der niedrigen Spannung während der ganzen Entladung die Ionen dauernd in genügender Zahl vorhanden zu sein.

Die Stromstärke, mit der die sekundäre Entladung einsetzt, ist von der Art der letzteren — ob Luftstrecke oder Röhre — nur indirekt abhängig. Sie wird in erster Linie durch die magnetischen Verhältnisse der Sekundärspule bestimmt. Der Sekundärstrom steigt nämlich so weit an, bis seine Amperewindungen hinreichen, diejenige Anzahl Kraftlinien aufrecht zu erhalten, die im Moment seines Entstehens noch vorhanden ist. Um wie viel diese Zahl kleiner ist als die durch den Endwert des Primärstroms gelieferte Anzahl, hängt von der Art der sekundären Belastung ab, insbesondere von der Zeit, die zwischen dem Abreißen des Primärstroms und dem Einsetzen des Sekundärstroms verstreicht. Das Gefälle, mit dem während dieser Zeit die Kraftlinienzahl abnimmt, bedingt zusammen mit der sekundären Windungszahl und den Streuungsverhältnissen die Spannung, welche die sekundäre Entladung einleitet. Dieses Gefälle der Kraftlinien wird sich zunächst nach dem Gefälle richten, mit dem der Primärstrom verschwindet; es wird aber im allgemeinen hinter dem dadurch bestimmten Maximalwert zurückbleiben, sobald im Eisen nennenswerte Wirbelströme oder in der Sekundärspule innere Schwingungen zustande kommen, die durch deren Induktivität und Kapazität ausgelöst werden.

Aus den den Kurven beigegebenen Maßstäben können wir diejenigen Strom- und Spannungswerte entnehmen, aus denen sich die Einzelwerte des Effekts und die gesamte Energie berechnen lassen, die während der Entladung verbraucht wird. So ergibt sich aus Fig. 6 für den Beginn der Entladung ein maximaler Effekt von ca. 15 KW, ebenso aus Fig. 7, und ein gesamter Energieverbrauch von ca. 120 Wattsekunden, von denen ca. 20 auf die Sekundärspule selbst entfallen und ca. 100 Wattsekunden in der Röhre verbraucht werden. Bei der Luftstrecke steigt der maximale Effekt nur auf ca. 3 KW an, und es werden während der ganzen Entladung in der Sekundärspule ca. 70 und in der Funkenstrecke ca. 90 Wattsekunden verzehrt. Während des Anstiegs des Primärstroms gehen ca. 700 Wattsekunden in den Induktor hinein, von denen ca. 250 Wattsekunden zur Schaffung des Magnetfeldes verbraucht werden.

Der maximale, primär aufgenommene Effekt erreicht etwas über 7 KW.

Des besonderen Interesses halber seien hier noch zwei Aufnahmen in Fig. 9 und Fig. 10 angefügt. Die erstere gibt die Entladung durch eine weiche Röntgenröhre wieder, bei der die Ventilfunkenstrecke ausgeschaltet war. Die Vorentladung in verkehrter Richtung erreicht hier die außergewöhnlich hohe Intensität von mehr als 0,2 Ampere. Sie setzt ein bei einer Spannung von ca. 35000 Volt im Gegensatz zu ca. 100000 Volt, die zur Einleitung der positiven Entladung wirksam sind. Spannungs- und Stromkurve in negativer Richtung verlaufen vollständig glatt, die Spannung bei etwas reduzierten Werten ähnlich wie bei der Funkenstrecke, während sie in positiver Richtung wiederum die oben erwähnten starken Zacken aufweisen, die übrigens auch hier bei der Spannungskurve um einen Mittelwert von 30000 bis 35000 Volt pendeln. Fig. 10 zeigt, wie bei einer ziemlich harten, aber kleineren Röhre von 15 cm Durchmesser, die zackig verlaufende Entladungsform plötzlich umschlug in die Lichtbogen-Entladung mit der glatten Stromkurve und der niedrigen Spannung, wie sie für die Entladung über die Funkenstrecke in Luft charakteristisch ist.

Bei den Aufnahmen der Fig. 7, 8 und 10 war die Stromschleife des Oszillographen in die Mitte der Sekundärspule eingeschaltet, die hier mit einer Unterbrechung versehen war und hier an Erde gelegt wurde. Bei den übrigen Aufnahmen hingegen lag die Stromschleife zwischen der Antikathode bzw. Spitze der Funkenstrecke und dem positiven Pol der Sekundärspule, und die Erdung war an diesen Pol angelegt. Ein wesentlicher Unterschied im Verlauf der Entladungen bei geerdetem Endpol und bei geerdeter Mitte des Induktors kann aus den Kurven nicht entnommen werden. Wohl aber zeigt sich ein kleiner Unterschied in dem Moment, in welchem der Primärstrom einsetzt. Dieser ist in den Kurven da zu suchen, wo die Spannung in negativer Richtung einsetzt. Hier sind der Spannungskurve einige allmählich abklingende Wellen übergelagert, welche in den Fig. 7, 8 und 10 an derselben Stelle auch in der Kurve des Sekundärstroms zum Vorschein kommen. Bei den letztgenannten Aufnahmen war die Meßschleife in die Mitte der Sekundärspule eingeschaltet. Es sind also im Innern dieser Spule auch bei offenem äußeren Stromkreis Schwingungen vorhanden, die in dem durch die Induktivität und die Kapazität der Sekundärspule gebildeten Schwingungssystem zustande kommen. Ihre Frequenz ist bei Erdung in der Mitte, d. h. bei den Fig. 7, 8 und 10, 1250 und bei den übrigen Kurven, d. h. bei Erdung an dem einen Ende 710. Da die Primärwicklung ungefähr das Erdpotential hat, so wird durch Umlegen des Erdanschlusses an der Sekundärspule die Kapazität der letzteren geändert. Aus ihrer Induktivität, die zu 2300 Henry bei schwacher Magnetisierung des Kerns gemessen wurde, und aus den genannten Frequenzen berechnet sich als äquivalente, an den Enden lokalisiert gedachte Kapazität: bei Erdung in der Mitte $14 \cdot 10^{-6}$ MF an jedem Ende, bei Erdung an dem einen Ende $22 \cdot 10^{-6}$ MF am freien Ende der Spule. De facto ist die Kapazität gleichmäßig über die ganze Länge der Spule verteilt. Ein ähnlicher Wert für die Kapazität der Sekundärspule wurde schon bei anderer Gelegenheit[1]) vom Verfasser für einen 40-cm-Induktor gefunden. Wie schon hervorgehoben, scheint diese Änderung der Kapazität auf den Verlauf der Entladung keinen wesentlichen Einfluß zu haben. Dabei ist zu beachten, daß die Anfangsamplitude dieser Schwingungen bei Erdung in der Mitte 15 bis 20 Milliampere und bei Erdung des einen Endes wahrscheinlich das Drei- bis Vierfache erreicht, ein Betrag, der gegen einen Entladestrom von mehr als 300 Milliampere verschwindend, auf die wenigen Milliampere, mit denen bei Wehneltbetrieb die Röhren gespeist werden, dagegen sehr wohl von Einfluß sein kann.

Es bliebe zum Schluß noch die Frage zu erörtern, welchen Verlauf und welche Intensitäten die Röntgenstrahlung beim Blitzinduktor annimmt, insbesondere ob die in der Strom- und in der Spannungskurve vorhandenen Zacken auch bei der Röntgenstrahlung zum Ausdruck kommen. An Beobachtungen hierüber liegen mir diejenigen von Dessauer[2]) vor. Diese lassen tatsächlich vermuten, daß während einer Entladung harte und weiche Strahlen in rascher Aufeinanderfolge miteinander abwechseln. Die Zeitintervalle, in denen dort Strahlen gleicher Härte aufeinander folgen, zählen nach Bruchteilen von 1/1000 sec. Wenn wir berücksichtigen, daß höhere Spannungen härtere Strahlen und niedrige Spannungswerte weiche Strahlen erzeugen, so kann die von Dessauer beobachtete Tatsache mit den Zacken der hier wiedergegebenen Spannungskurven sehr wohl in Einklang gebracht werden, um so mehr, als sich die Maximalwerte der Spannungen ebenfalls in Zeitintervallen folgen, die nach Bruchteilen von 1/1000 sec sich bemessen. Die Feststellung, ob ein Zusammenhang zwischen beiden Beob-

1) Déguisne, Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgentechnik, Bd. XXI, 621.

2) Dessauer, Verhandl. d. D. Physik. Gesellsch. XI. Jahrg., Nr. 20.

achtungen tatsächlich besteht, soll weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

(Eingegangen 29. April 1914.)

Methode zur objektiven Prüfung der Güte der Sprachübertragung in der Telephonie.

Von E. Waetzmann.

Einleitung. Will man die Sprachgüte in irgendeinem Sprechkreise prüfen, so ist es in vielen Fällen, namentlich für Versuchszwecke, nicht ausreichend, wenn man sich auf subjektive Sprechversuche beschränkt. Es müssen dann vielmehr Sprachkurven aufgenommen werden, um durch deren Analyse die Art der Verzerrung festzustellen. Die Erregung geschieht entweder akustisch, indem etwa einem Mikrophon einfache Töne oder Vokale zugeleitet werden, oder aber elektrisch, indem sinusförmige Wechselströme in die zu prüfende Anordnung hineingesandt werden. Arbeitet man, wie es vielfach geschieht, mit einfachen Tönen, oder dem entsprechend mit rein sinusförmigen Wechselströmen, so ist die Deutung der aufgenommenen Kurven zwar sehr einfach, aber ihre Ergebnisse in bezug auf die Beurteilung der Sprachgüte sind recht dürftig; auch dann noch, wenn eine größere Anzahl von Tonkurven in verschiedener Höhe aufgenommen werden. Benutzt man kompliziertere Schwingungen, so hat das, abgesehen von den Schwierigkeiten der Analyse, namentlich bei Vokalkurven den prinzipiellen Nachteil, daß wirklich zuverlässige Standardkurven fehlen. Deshalb habe ich schon früher vorgeschlagen[1]), weder einfache Sinusschwingungen, noch die komplizierten Vokalschwingungen, sondern ein Mittelding zwischen den beiden Extremen, nämlich Schwebungen zu benutzen. Diesen ist mit den reinen Sinusschwingungen der nicht zu unterschätzende Vorteil gemeinsam, daß sie äußerst einfach, in ihrer Form genau bekannt und deshalb leicht zu deuten sind; andererseits besitzen sie aber auch den Vorzug der Vokalkurven für die Beurteilung der Sprachverzerrung, nämlich Amplituden von variabler Größe. Die Vorteile der Benutzung von Schwebungskurven werden sich im folgenden von selbst zeigen.

Da in den meisten Fällen in Sprechkreisen ein Mikrophon enthalten ist, so soll zunächst in bezug auf die Wirkungsweise des Mikrophons auf einige Punkte hingewiesen werden, die bisher wenig bzw. gar nicht beachtet worden sind.

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **42**, 743, 1913.

§ 1. Über die Wirkungsweise des Mikrophons.

Bezeichnet man den „Ruhewiderstand" des Mikrophons, das ist sein Widerstand, während die Membran in Ruhe ist, mit R, und mit r das Maximum der Widerstandsänderung, während die Membran schwingt, so ist der Strom, wenn ein Ton von der Frequenz ω auf die Membran auftrifft, und die Spannung E direkt an das Mikrophon angelegt ist:

$$I = \frac{E}{R + r \sin \omega t}. \qquad (1)$$

Dabei sind etwaige Einflüsse der Mikrophonmembran noch nicht berücksichtigt; ferner ist vorausgesetzt, daß die Widerstandsschwankungen sinusförmig erfolgen, wenn ein einfacher Ton auffällt, und daß der mittlere Schwingungswiderstand des Mikrophons gleich seinem Ruhewiderstand ist. Auf diese zweite — in praxi bestimmt nicht erfüllte — Voraussetzung kommen wir nachher zurück. Entwickelt man die rechte Seite von (1) in eine Reihe, so ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} &I = I_0 + I_1 \sin \omega t + I_2 \cos 2\omega t + \ldots, \\ &\text{worin} \\ &I_0 = \frac{E}{\sqrt{R^2 - r^2}}, \\ &I_1 = \frac{2E}{\sqrt{R^2 - r^2}} \left(\frac{\sqrt{R^2 - r^2} - R}{r} \right), \\ &I_2 = -\frac{2E}{\sqrt{R^2 - r^2}} \left(\frac{\sqrt{R^2 - r^2} - R}{r} \right)^2, \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

usw. ist.

Die Gleichungen (2) zeigen:

a) der Gleichstrom I_0, während die Membran schwingt, ist größer $\left(= \frac{E}{\sqrt{R^2 - r^2}}\right)$ als der Gleichstrom $i_0 = \frac{E}{R}$, während die Membran in Ruhe ist.

b) Schon beim Auftreffen einer einfachen Tonwelle entstehen im Mikrophonkreise Obertöne, unabhängig von den Eigenschaften der Mikrophonmembran. Diese Obertöne sind relativ zum Grundton um so stärker, je größer r relativ zu R, also je empfindlicher das Mikrophon ist.

Liegt in dem Mikrophonkreise noch Selbstinduktion, so lautet die Stromgleichung:

$$E - L \frac{dI}{dt} = IW, \qquad (3)$$

wobei der variable Widerstand jetzt mit W bezeichnet ist. Dabei ist noch annähernd vorausgesetzt, daß die Selbstinduktion für den Grund

ton und die in Betracht kommenden Obertöne die gleiche ist. W teilt man in den konstanten Teil W_0 und in den variablen W_1; I wird in $i_0 + i_1$ zerlegt, derart, daß $W_0 i_0 = E$ ist. Da die Integration der so entstehenden Gleichung für i_1 ziemlich kompliziert ist, so benutzen wir zur Berechnung von I eine Annäherungsmethode[1]), die zu folgendem Resultat führt: Schreibt man I in der Form

$$I = I_0 + I_1 + I_2 + \ldots, \qquad (4)$$

worin I_0 den Gleichstrom, I_1 den Wechselstrom von der Periode ω, I_2 denjenigen von der Periode 2ω usw. bedeuten, und bezeichnet die Amplitude von W_1 mit $\overline{W_1}$, so ist angenähert:

$$\left.\begin{aligned}
I_0 &= i_0 + \frac{i_0 \overline{W_1}^2}{2(W_0^2+\omega^2L^2)} + \frac{3 i_0 \overline{W_1}^4}{8(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+4\omega^2L^2)^2} + \ldots,\\
I_1 &= -\frac{i_0 \overline{W_1}}{(W_0^2+\omega^2L^2)}(W_0 \sin\omega t - \omega L\cos\omega t) - \frac{3 i_0 \overline{W_1}^3 (W_0 \sin\omega t - 2\omega L\cos\omega t)}{4(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+4\omega^2L^2)} - \ldots,\\
I_2 &= -\frac{i_0 \overline{W_1}^2}{2(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+4\omega^2L^2)}\{3W_0\omega L\sin 2\omega t + (W_0^2 - 2\omega^2L^2)\cos 2\omega t\} -\\
&\quad - \frac{4 i_0 \overline{W_1}^4}{8(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+4\omega^2L^2)(W_0^2+9\omega^2L^2)}\{5W_0\omega L\sin 2\omega t + (W_0^2 - 6\omega^2L^2)\cos 2\omega t\},\\
&\quad - \ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \qquad (5a)$$

Bricht man nach dem zweiten Gliede ab, was in jedem Fall erlaubt scheint, so kann man I_1, I_2 usw. übersichtlicher in folgender Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned}
I_1 &= -\frac{i_0 \overline{W_1}\sqrt{16(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+4\omega^2L^2)+2\cdot4\cdot3(W_0^2+2\omega^2L^2)\overline{W_1}^2+9\overline{W_1}^4}}{4(W_0^2+\omega^2L^2)\sqrt{W_0^2+4\omega^2L^2}}\sin(\omega t+\delta_1),\\
&\text{wo}\\
&\operatorname{tg}\delta_1 = -\frac{\omega L[4(W_0^2+4\omega^2L^2)+6\overline{W_1}^2]}{W_0[4(W_0^2+4\omega^2L^2)+3\overline{W_1}^2]},\\
I_2 &=\\
&-\frac{i_0 \overline{W_1}^2\sqrt{16(W_0^2+\omega^2L^2)(W_0^2+9\omega^2L^2)+2\cdot4\cdot4(W_0^2+3\omega^2L^2)W_1^2+16\overline{W_1}^4}}{8(W_0^2+\omega^2L^2)\sqrt{(W_0^2+4\omega^2L^2)(W_0^2+9\omega^2L^2)}}\sin(2\omega t+\delta_2),\\
&\text{wo}\\
&\operatorname{tg}\delta_2 = \frac{(W_0^2-2\omega^2L^2)(W_0^2+9\omega^2L^2)+(W_0^2-6\omega^2L^2)\overline{W_1}^2}{W_0\omega L[3(W_0^2+9\omega^2L^2)+5\overline{W_1}^2]}
\end{aligned}\right\} \qquad (5b)$$

ist. Setzt man in (5a) $L = 0$ und entwickelt die Ausdrücke (2) in Reihen, so erhält man identische Werte. Die Gleichungen (5) zeigen ebenso wie die Gleichungen (2) die Zunahme des Gleichstroms, während die Mikrophonmembran schwingt, gegenüber dem Ruhestrom, sowie das Auftreten von Obertönen. Zahlenbeispiele lehren, daß deren Intensität mit wachsender Ordnungszahl rasch abnimmt. Die Entstehung der Obertöne im Mikrophon wird die Sprache im allgemeinen nicht wesentlich verschlechtern, gegebenenfalls sogar verbessern. Deshalb scheint es mir überflüssig, auch noch den allgemeinsten Fall durchzurechnen.

Bei der experimentellen Prüfung der obigen Rechnung kann es sich nur um eine qualitative Prüfung handeln, da sich ein Mikrophon in Wirklichkeit wesentlich anders verhält, als für die Berechnung angenommen werden muß. Das wirkliche Verhalten eines Mikrophons ist der Berechnung nicht zugänglich. Es wurden in Mikrophonkreisen, in denen neben der Stromquelle teils nur das Mikrophon, teils noch Ohmscher Widerstand und teils noch Selbstinduktion lag, bei verschiedenen Mikrophontypen gleichzeitig Widerstandsmessungen des Mikrophons und Strommessungen angestellt. Das Mikrophon wurde durch Stimmgabeln oder Pfeifen erregt und die Widerstands- und Stromkurven durch die beiden Schleifen eines Oszillographen aufgezeichnet. Aus der Art der Tonquellen und der Versuchsanordnung, die durch die Empfindlichkeit der Schleifen mit bedingt war, folgt, daß auch in den Widerstandskurven schon Oberschwingungen enthalten sind. Jedoch zeigten die Stromkurven, in Übereinstimmung mit der obigen Rechnung, relativ stärkere Obertöne als die Widerstandskurven. Ebenso ergaben sich bei empfindlichen Mikrophonen relativ stärkere Obertöne als bei unempfindlichen, und die Stärke

1) Vgl. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig, S. Hirzel, S. 19.

der Obertöne nahm ab, wenn Ohmscher Widerstand zugeschaltet (R vergrößert) wurde, beides wieder in Übereinstimmung mit der Berechnung. Die Kurvenpaare der Fig. 1, 2 und 3 stellen

Fig. 1.

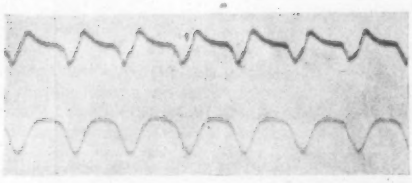


Fig. 2.

Fig. 3.

drei Proben der Messungen dar. Die oberen Kurven sind die Strom-, die unteren die Widerstandskurven. Die Analyse ergibt, daß sich die Amplituden der zwei ersten Partialschwingungen in den Widerstandskurven angenähert wie 5 : 2 bzw. 4 : 1,5 bzw. 2 : 1 und in den Stromkurven angenähert wie 2 : 1,6 bzw. 3 : 2 bzw. 2 : 1 verhalten. Für Fig. 1 betrug der zu dem Mikrophon zugeschaltete Widerstand fünf Ohm, für Fig. 2 zehn Ohm und für Fig. 3 dreißig Ohm. Alle drei Figuren beziehen sich auf das gleiche Mikrophon.

Wichtiger für die Sprachübertragung durch das Mikrophon als die Entstehung von Obertönen ist die Tatsache, daß der mittlere Schwingungswiderstand einen anderen Wert als der Ruhewiderstand besitzt. Das R der obigen Rechnung ist also nicht identisch mit dem Ruhewiderstand des Mikrophons, sondern ist in den allermeisten Fällen bedeutend größer als dieser, worauf ich schon früher ausführlich hingewiesen habe[1]). Hieraus folgt aber, daß die Sprachkurven im Mikrophon in dem Sinne einseitig verzerrt werden müssen, daß die Amplitudenmaxima einseitig von der ursprünglichen Nullinie abgedrängt werden. Ich möchte noch erwähnen, daß das skizzierte eigentümliche Verhalten des Mikrophons bei verschiedenen Typen quantitativ verschieden ist, und daß namentlich die speziellen Versuchsbedingungen, ob das Mikrophon mit schwachem oder starkem Strom beschickt wird usw., von großem Einfluß sind. Der allgemeine Sinn der Widerstandsänderung bleibt aber in den meisten Fällen erhalten. Es erscheint mir nicht unwahrscheinlich, daß hierbei akustische Anziehungs- bzw. Abstoßungserscheinungen mitwirken.

§ 2. Die Prüfung der Sprachverzerrung mit Hilfe von Schwebungskurven.

Neben den im vorigen Paragraphen skizzierten einseitigen Verzerrungen der Sprachkurven und dem Auftreten oder Verschwinden von Obertönen ist es namentlich noch ein dritter Verzerrungstyp, der unter gegebenen Bedingungen in Sprechkreisen eine große Rolle spielt. Es ist dies die Tatsache, daß verschieden große Amplituden nicht immer in ihrem ursprünglichen Stärkeverhältnis übertragen werden, auch dann nicht, wenn sie der gleichen Tonhöhe angehören, sondern daß kleinere Amplituden relativ bevorzugt werden können.

Es soll im folgenden an einigen Beispielen gezeigt werden, in wie einfacher Weise die besprochenen Verzerrungsmöglichkeiten aus Schwebungskurven zu erschließen sind. Durch die Anwendung von Schwebungskurven mit scharf ausgeprägten Maximis und Minimis übertreibt man künstlich die Fehler, indem die Schwebungskurven viel ausgeprägtere Amplitudenunterschiede als die durchschnittlichen Vokal- und Konsonantenkurven besitzen. Das ist natürlich für das Auffinden von Fehlern sehr günstig. Andererseits darf man aber erwarten, daß Sprechkreise, die Schwebungskurven schon sehr merklich verzerren, immer noch eine leidliche Verständigung geben.

In Fig. 4 ist die obere Kurve eine aus Stimmgabeltönen vom Intervall 700 : 630 gebildete Schwebungskurve, wie sie von der Membran eines Mikrophons beschrieben wird. Mit dem Mikrophon sind eine Stromquelle und Telephon in Reihe geschaltet. Die Schwingungen

1) E. Waetzmann, l. c., S. 734.

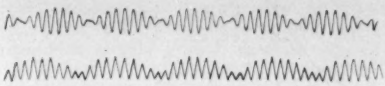


Fig. 4.

der Telephonmembran werden photographiert und geben das Bild der unteren Kurve von Fig. 4. Die Kurve zeigt vorzüglich die Einseitigkeiten, welche das Mikrophon — und zwar durch die Art seiner Widerstandsänderungen, nicht durch Eigenschaften seiner Membran — hervorruft. Daß das Intervall in den Kurven nicht ganz rein ist, stört für unsere Zwecke nicht. Um den zu demonstrierenden Effekt recht deutlich zu machen, wurden ein Mikrophon und eine Versuchsanordnung benutzt, die den Effekt sehr stark geben. Auch bei ganz geringer Stärke ist er aber ohne weiteres aus der Schwebungskurve zu ersehen. Ich möchte erwähnen, daß ich ihn mehr oder weniger stark stets gefunden habe, und daß er auch bei größeren Intervallen — etwa infolge der Trägheit des Mikrophons — nicht verschwindet.

Die folgenden Figuren beziehen sich auf andere Sprechkreise. Hierbei wurden aus zwei Frankeschen Maschinen gleichzeitig zwei sinusförmige Wechselströme von solcher Frequenz und solchem Amplitudenverhältnis in die Leitung hineingeschickt, daß sie Schwebungskurven vom Typ der Fig. 5 ergaben. Je nach der speziellen

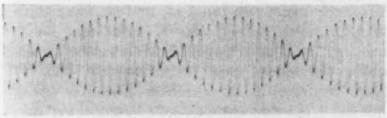


Fig. 5.

Anordnung der Sprechkreise, wobei immer stärker verzerrende Kreise gewählt wurden, erhält man am Ende der Leitung Kurven vom Typ der Fig. 6, 7, 8, 9.

Fig. 6 zeigt die relative Bevorzugung der

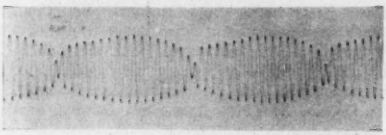


Fig. 6.

kleineren Amplituden, ohne daß Einseitigkeiten oder Obertöne auftreten, während in Fig. 7 gerade eine Andeutung von Obertönen und die Einseitigkeit zu erkennen sind. In Fig. 8 sind

Fig. 7.

Fig. 8.

die Obertöne sehr stark, und ebenso sind die Einseitigkeit und die ungleichmäßige Berücksichtigung verschieden großer Amplituden deutlich ausgeprägt. In Fig. 9 treten die beiden

Fig. 9.

letztgenannten Verzerrungstypen besonders kraß hervor.

Will man nicht das Neuauftreten, sondern die etwaige Unterdrückung von Obertönen konstatieren, so sind mehrere Kurven aufzunehmen.

Zusammenfassung: Es wird auf einige bisher wenig oder gar nicht beachtete Eigenschaften des Mikrophons hingewiesen, welche die Güte der Sprachübertragung durch dasselbe beeinflussen. Es wird ferner eine objektive Methode vorgeschlagen, durch welche sich ganz allgemein die Art der Verzerrung in irgendwelchen Sprechkreisen in sehr einfacher Weise feststellen läßt.

Die vorstehenden Untersuchungen sind mit Unterstützung der Siemens-&-Halske-A.-G. ausgeführt, der ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen möchte.

Breslau, Physikal. Institut, Mai 1914.

(Eingegangen 7. Mai 1914.)

Eine Bemerkung zur Thermodynamik bewegter Systeme.

Aus dem math.-phys. Kabinette der Universität Graz. (Vorstand: Prof. Dr. A. Wassmuth).

Von Ludwig Holzer.

Im 13. Jahrgang der Physikalischen Zeitschrift S. 212 hat K. Schaposchnikow aus Moskau in höchst scharfsinniger Weise die Invarianz des Drucks p und des Ausdrucks $\frac{T}{\sqrt{c^2-q^2}}$, wobei T die absolute Temperatur bedeutet, gegenüber Lorentz-Transformationen nachgewiesen. Auf gänzlich verschiedenem Wege will ich nun diesen Nachweis wiederholen.

Die Thermodynamik, deren Anwendung auf ruhende Systeme unbedenklich ist, führt auf die sogenannte kanonische Form der Zustandsgleichung:

$$S = f(\varepsilon, V).$$

Hierbei bedeutet S die Entropie, ε die Energie und V das Volumen. Nun ist S eine Invariante gegenüber einer Lorentz-Transformation (Laue, Relativitätsprinzip S. 212). ε und V sind jedoch bekanntlich nicht invariant, hingegen die Ausdrücke $\varepsilon_0 = \varepsilon\sqrt{c^2-q^2}$ und $V_0 = \frac{V}{\sqrt{c^2-q^2}}$. Das erstere ergibt sich daraus, daß die Formel für die Umrechnung der Energie, gemessen an einem relativ zum System ruhenden Körper, in ein mit der Geschwindigkeit q dagegen bewegtes System lautet:

$$\varepsilon' = \frac{c\varepsilon}{\sqrt{c^2-q^2}}.$$

Führen wir in die Formel für die Entropie

$$S = f(\varepsilon, V)$$

statt ε und V ε_0 und V_0 ein, so sind in der neuen Gleichung

$$S = f_1(\varepsilon_0 V_0)$$

alle Veränderlichen invariant gegenüber Lorentz-Transformationen. Das heißt, die Funktion f_1, durch welche S dargestellt wird, ist in allen berechtigten Bezugssystemen dieselbe. Bilden wir also $\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0}$ und $\frac{\partial S}{\partial V_0}$, so müssen diese partiellen Differentialquotienten in allen berechtigten Bezugssystemen dieselben Funktionen von ε_0 und V_0, also selbst invariant sein.

Aus der kanonischen Form der Zustandsgleichung folgt

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} \text{ und } \frac{p}{T} = \frac{\partial S}{\partial V}$$

$$\text{also } \frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0}\frac{\partial \varepsilon_0}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0}\sqrt{q^2-c^2}$$

$$\text{oder } \frac{T}{\sqrt{q^2-c^2}} = \frac{1}{\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0}}.$$

Das heißt, $\frac{T}{\sqrt{q^2-c^2}}$ ist invariant gegenüber einer Lorentz-Transformation.

Weiter ist:

$$\frac{p}{T} = \frac{\partial S}{\partial V} = \frac{\partial S}{\partial V_0}\frac{\partial V_0}{\partial V} = \frac{\partial S}{\partial V_0}\frac{1}{\sqrt{q^2-c^2}}.$$

Da aber $\frac{T}{\sqrt{q^2-c^2}}$ invariant ist und nach der vorstehenden Formel $\frac{p}{T}\sqrt{c^2-q^2}$ ebenfalls, so ergibt sich die Invarianz des Druckes p gegenüber einer Lorentz-Transformation.

(Eingegangen 4. Mai 1914.)

Einige Versuche zur Frage des Aktiniumursprunges.

Von O. Göhring.

Es wird jetzt allgemein angenommen, daß das Aktinium ein verhältnismäßig kurzlebiges Element ist, mit einer Halbwertszeit von der Größenordnung 100 Jahre[1, 2]) und daß es darum kein primäres radioaktives Element sein kann, sondern eine langlebige Muttersubstanz haben muß. Es scheint auch sicher zu sein, daß die Aktiniumreihe in genetischem Zusammenhang mit der Uran-Radiumreihe steht[2]), und zwar eine Abzweigung von derselben ist, von der Art, wie sie bei den C_1-Gliedern der drei Umwandlungsreihen nachgewiesen wurden. Es läßt sich berechnen, daß die Aktiniumreihe im Verhältnis von 8:92 von der Haupturan-Radiumreihe abgezweigt wird. Wo aber die Verzweigung stattfindet, konnte bis heute noch nicht aufgeklärt werden.

Einen wertvollen Wegweiser zur Klärung dieser Frage bilden die neuen Sätze[3]) betreffend die Verschiebungen im periodischen System bei radioaktiven Umwandlungen. Dank dieser Sätze ist die Zahl der Möglichkeiten, wie das Aktinium entstehen kann, bedeutend zusammengeschrumpft.

Da das Aktinium erstens mit Lanthan aus-

1) Mme. Curie, Le Radium **8**, 353, 1911.
2) Rutherford, Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen, S. 466.
3) Fajans, diese Zeitschr. **14**, 136, 1913; Soddy, Chem. News **107**, 97, 1913.

fällt, zweitens, wie A. Fleck[1]) zeigte, mit Mesothorium 2, das nach den Verschiebungssätzen in die dritte Gruppe gehört, chemisch identisch ist, und da es drittens, wie G. v. Hevesy[2]) nachgewiesen hat, ein dreiwertiges Kation bildet, muß man annehmen, daß das Aktinium in die dritte Gruppe des periodischen Systems gehört. Nun ruft nach den genannten Sätzen eine α-Strahlenumwandlung eine Verschiebung um zwei Gruppen nach links, eine β-Strahlenumwandlung eine solche um eine Gruppe nach rechts in einer Horizontalreihe hervor. Es gibt also[3]) für die Entstehung des Aktiniums die beiden Möglichkeiten:

$$\text{2. Gruppe} \xrightarrow{\beta} \text{3. Gruppe}$$

$$\text{5. Gruppe} \xrightarrow{\alpha} \text{3. Gruppe.}$$

Als Element der zweiten Gruppe kam das Radium in Betracht[4]), das ja auch β-Strahlen emittiert. Nun zeigte aber Soddy[5]), daß in einem Radiumpräparat mit 13,5 mg Radium während 10 Jahren sich keine nachweisbaren Mengen Aktinium bildeten. Auch F. Paneth und K. Fajans[6]) konnten in einem 6 Jahre alten Radiumpräparat mit 180 mg Radium kein Aktinium nachweisen. Aus diesen negativen Resultaten und der bekannten Empfindlichkeit der zum Nachweis des Aktiniums benutzten Methode ergab sich, daß Aktinium nur dann aus Radium entstehen könnte, wenn es eine Periode von mehreren Millionen Jahren hätte. Dagegen spricht aber die Tatsache, daß man Aktiniumpräparate hergestellt hat, die 100000 mal so stark wie Uran sind und daß in denselben kein neues Spektrum beobachtet werden konnte. Diese Versuche schließen somit die Möglichkeit aus, daß Aktinium direkt aus Radium gebildet wird.

Als Element der fünften Gruppe des periodischen Systems konnte vor der Entdeckung des UX_2 für die Muttersubstanz des Aktiniums das von Fajans[7]) und von Russell[8]) vorausgesagte hypothetische Zerfallsprodukt des UX in Frage kommen, wenn dasselbe ein langlebiger α-Strahler war[9]). Die Entdeckung des UX_2 (Brevium) zeigte jedoch[1]), daß diese Annahme unmöglich ist, da dieses vorausgesagte Element ein kurzlebiger β-Strahler ist.

Es muß also ein bis jetzt unbekanntes Element als Muttersubstanz des Aktiniums angenommen werden, nachdem es nicht gelang, das Entstehen desselben aus einem bekannten nachzuweisen. Es ist nun zunächst an ein unbekanntes Glied der Breviumplejade zu denken, aus dem Aktinium durch eine α-Strahlenumwandlung entstehen könnte. Ein solches Element müßte bei gleichen Bedingungen auf die gleiche Art wie UX_2 chemisch isoliert werden können[1]). Ich führte deshalb unter der Annahme verschiedener Möglichkeiten, wie das Aktinium entstehen könnte, drei Versuchsreihen aus, deren Resultate ich hier kurz mitteilen möchte[2]).

1. Paneth und Fajans[3]) hielten folgendes Schema für möglich

$$Io \xrightarrow[4]{\beta} ? \xrightarrow[5]{\alpha} Ac\,.$$

Zugunsten dessen sprach, daß nach ihm dem Aktinium das Atomgewicht 226 zukommen müßte, ein Wert, der aus manchen theoretischen Gründen wahrscheinlich erscheint[4]). Zur Prüfung dieses Schemas sind die genannten Autoren von einem von Auer v. Welsbach dem Wiener Radiuminstitut übergebenen Präparat von Ionium-Thoriumoxalat[5]) ausgegangen, das mindestens 4 Jahre lang keinen chemischen Eingriff erlitten hatte. Es wurden davon zwei Proben entnommen, die je ca. 1,7 g Ionium-Thoriumoxalat enthielten. Aus den Lösungen derselben wurden auf eine in der Arbeit von Paneth und Fajans näher zu beschreibende Weise Tantalsäurefällungen gewonnen, die nach den Erfahrungen mit UX_2 den hypothetischen Körper der fünften Gruppe hätten enthalten müssen. Diese Tantalfällungen, die Dr. Fajans von Wien mitbrachte, waren noch aktiv (viele tausend Skalenteile pro Minute). Sie wurden durch Schmelzen in Kali wieder in Lösung gebracht und durch Ansäuern dieser Lösungen wurde die Tantalsäure wieder gefällt. Durch mehrmalige Wiederholung dieses Verfahrens gelang es, Fällungen von Tantalsäure zu erhalten, deren Aktivität kleiner war als ein Skalenteil pro Minute. Die Aktivität verblieb immer zum größten Teil

1) Journ. of Chem. Soc. **103**, 381, 1913.
2) Diese Zeitschr. **14**, 1202, 1913.
3) Es werden hier nur die bis jetzt nachgewiesenen Umwandlungsarten und die dadurch bedingten Verschiebungen vorausgesetzt. Immerhin muß man die Möglichkeit anderer Umwandlungen im Auge behalten, z. B. solcher durch Emission von Wasserstoff oder gleichzeitige α-β-Umwandlung, die wohl eine Verschiebung um eine Gruppe nach links hervorrufen würden.
4) Vgl. Fajans, Le Radium **10**, 171, 1913.
5) Soddy, Nature **91**, 634, 1913.
6) Privatmitteilung. Die Versuche werden bald in den Wiener Berichten veröffentlicht.
7) l. c.
8) Chem. News **107**, 49, 1913.
9) Vgl. Soddy, Chem. News **107**, 97, 1913.

1) Fajans und Göhring, diese Zeitschr. **14**, 877, 1913.
2) Alle Einzelheiten der hier beschriebenen Versuche werden in meiner Dissertation über das UX_2, Karlsruhe 1914, angegeben.
3) l. c.
4) K. Fajans, Le Radium **10**, 171, 1913.
5) Nähere radioaktive Charakterisierung desselben vgl. St. Meyer und E. v. Schweidler, Wien. Anz. **46**, 239, 1909.

bei den Filtraten von den Tantalfällungen oder in Thoriumfluoridniederschlägen, die durch Zugabe von Thornitrat und Ammoniumfluorid zur Lösung hergestellt wurden. Sie muß also noch von kleinen Mengen Ionium hergerührt haben. Ein langlebiger α-Strahler konnte also unter diesen Bedingungen nicht nachgewiesen werden. Aus der bekannten Aktivität des Präparates und seinem Alter (mindestens 4 Jahre) ergibt sich unter Berücksichtigung der Empfindlichkeit des von mir benützten Elektroskops, daß, wenn aus Ionium ein α-Strahler der Breviumplejade entsteht, der als Muttersubstanz des Aktiniums in Betracht kommen sollte, seine Lebensdauer größer als $1{,}4 \cdot 10^5$ Jahre ist.

2. Unabhängig davon, an welcher Stelle der Uran-Radiumreihe die Aktiniumabzweigung geschieht, müßte unter der Annahme, daß Aktinium aus einem α-Strahler der Breviumplejade entsteht[1]), dieser direkt in Uranmineralien nachgewiesen werden können. Zur Prüfung wurden 38 g Pechblende mit 24100 Skalenteilen pro Minute Aktivität (im α-Elektroskop gemessen) verwendet, wovon dem hypothetischen α-Strahler, wenn man ihm eine Lebensdauer von der Größenordnung der des Ioniums zuschreibt, ca. 140 Teilstriche pro Minute hätten zukommen müssen. Die Pechblende wurde mit konzentrierter Salpetersäure behandelt, der hierin unlösliche Teil durch Schmelzen in KOH in Lösung gebracht und aus diesen Lösungen unter Bedingungen, unter denen UX_2 nach meinen Erfahrungen hätte ausfallen müssen, Tantalsäure gefällt.

Die aktiven Fällungen wurden, wie unter 1 angegeben, verarbeitet, wobei die endgültigen Tantalfällungen weniger als 1 Teilstrich pro Minute besaßen. Da die ganze Versuchsreihe etwa eine Woche dauerte, ergibt sich, daß in der Pechblende ein α-Strahler mit den chemischen Eigenschaften des Breviums mit einer Halbwertszeit von über einigen Tagen nicht gefunden wurde.

3. Seit kurzem kommt als Muttersubstanz des Aktiniums auch das Umwandlungsprodukt des von Antonoff[1]) gefundenen β-Strahlers UY in Frage, welch letzteres nach neueren Versuchen[2]) in die Thoriumplejade gehört. Es wurde nämlich gezeigt, daß das UY im Verhältnis von wenigen Prozenten von der Haupturan-Radiumreihe abgezweigt wird. Je nachdem dieser Körper bei U_1 oder U_2 abzweigt, kommen nach Soddy[3]) für die Entstehung des Aktiniums zwei Schemata in Betracht:

$$\overset{6}{U_1} \overset{\alpha}{\nearrow} \overset{4}{UX_1} \xrightarrow{\beta} \overset{5}{UX_2} \xrightarrow{\beta} \overset{6}{U_2} \xrightarrow{\alpha} \overset{4}{Io} \rightarrow$$
$$\overset{6}{U_1} \overset{\alpha}{\searrow} \overset{4}{UY} \xrightarrow{\beta} \overset{5}{UZ} \xrightarrow{\alpha} \overset{3}{Ac} \rightarrow$$

$$\overset{6}{U_1} \xrightarrow{\alpha} \overset{4}{UX_1} \xrightarrow{\beta} \overset{5}{UX_2} \xrightarrow{\beta} \overset{6}{U_2} \overset{\alpha}{\nearrow} \overset{4}{Io} \rightarrow$$
$$\overset{\alpha}{\searrow} \overset{4}{UY} \xrightarrow{\beta} \overset{5}{UZ} \xrightarrow{\alpha} \overset{3}{Ac}.$$

Wäre das hypothetische UZ ein langlebiger α-Strahler, wie es sein müßte, wenn es nach dem obigen Schema als Muttersubstanz des Aktiniums in Betracht kommen soll, so könnte es bei den Versuchen mit Pechblende der Beobachtung nicht entgehen. Es ist somit auch dieses Schema unwahrscheinlich.

Doch war es unabhängig von der Aktiniumfrage von Interesse, das Zerfallsprodukt des UY zu suchen. Wenn das UY ein β-Strahler der Thoriumplejade ist, so muß sein Umwandlungsprodukt unter den gleichen Bedingungen wie Brevium mit Tantalsäure ausfallen. Zu dieser Untersuchung wurden 1500 g Uranylnitrat in Äther gelöst, und diese Lösung täglich einmal mit verdünnter Eisenchloridlösung ausgeschüttelt. Die fünfte Ausschüttelung wurde zu dem ersten Versuch verwendet. Das Eisen wurde nach der Ammonkarbonatmethode vom Uran getrennt und in HNO_3 gelöst. Es wurde nun Kaliumhexatantalat zugegeben, der entstehende Niederschlag auf dem Filter ausgewaschen, auf einem heißen Tonteller getrocknet und im offenen β-Elektroskop gemessen, in dem auch α-Strahlen zur

1) Eine Möglichkeit z. B. haben Hahn und Meitner diskutiert (diese Zeitschr. **14**, 752, 1913), die folgendes Schema für wahrscheinlich halten:

$$\overset{4}{UX_1} \overset{\beta}{\nearrow} \overset{5}{UX_2}$$
$$\overset{\beta}{\searrow} \overset{\alpha}{\underset{5}{?}} \rightarrow Ac.$$

Sie berechnen, daß der hypothetische langlebige α-Strahler sich mit ca. 3 Proz. an der Aktivität des Urans beteiligen würde. Eine so geringe Aktivität konnte, wie sie mit Recht hervorheben, bis jetzt leicht übersehen worden sein.

1) Antonoff, Phil. Mag. **22**, 419, 1911; Le Radium **10**, 406, 1913.

2) Soddy, Phil. Mag., Januar 1914; Hahn und Meitner, diese Zeitschr. **15**, 236, 1914.

3) Annual Reports **9**, 321, 1912.

Wirkung kommen konnten. Die Aktivität des in dem benutzten Präparat enthaltenen UY betrug, wie aus der späteren Abfallskurve des Präparats zu schließen war, zur Zeit der Tantalfällung 80 Teilstriche pro Minute[1]). In der Tantalfällung blieb nach einem ganz geringen UX_2-Abfall eine Restaktivität von ca. 2 Teilstrichen pro Minute, die mit der Periode von UY abzufallen schien und nach wenigen Tagen fast auf Null gesunken war. Es konnte also vom UY kein β- oder α-Strahler der fünften Gruppe abgetrennt werden, dessen Periode in den Grenzen von 2 Minuten bis ca. 1 Tag liegt.

Obwohl bei allen erwähnten Tantalfällungen unter ähnlichen Bedingungen gearbeitet wurde, unter denen auch UX_2 fallen müßte, muß beachtet werden, daß der gesuchte Körper mit Tantal nicht chemisch identisch ist, und daß kleine Änderungen der Bedingungen die Ausfällung beeinträchtigen könnten. Es ist daher aus den Versuchen nicht mit absoluter Sicherheit der Schluß zu ziehen, daß die gesuchten Elemente nicht existieren.

Zusammenfassung: Es wurden einige Versuche zur Auffindung eines neuen Gliedes der Breviumplejade ausgeführt, das eventuell als Muttersubstanz des Aktiniums in Betracht kommen könnte. Es ist aber nicht gelungen, ein solches nachzuweisen, weder in Pechblende, noch bei Ionium, noch bei UY.

Diese Arbeit wurde teils im phys.-chem., teils im chem. Institut ausgeführt, und zwar auf Anregung von Herrn Privatdozenten Dr. K. Fajans, dem ich für das rege Interesse, das er der Arbeit entgegenbrachte, zu großem Dank verpflichtet bin.

1) Die Halbwertszeit des UY ergab sich nach Berücksichtigung der Aktivität des UX zu ca. 24 Stunden. Ich möchte auch bemerken, daß ich die von Antonoff beschriebene weiche Strahlung mit einem Absorptionskoeffizienten von ca. 2600 nachweisen konnte. Es wird von Interesse sein, festzustellen, ob diese Strahlen α- oder β-Strahlen sind.

Karlsruhe i. B., Technische Hochschule.

(Eingegangen 18. Mai 1914.)

Nachtrag.

Von v. Kohner und P. Winternitz.

In unserer Arbeit „Die chemische Konstante des Wasserstoffs" (diese Zeitschr. **15**, 1914) sollte es heißen auf

Seite 394, 2. Spalte, 5. Zeile von unten 1440 Kal. statt 1400 Kal.

Seite 395, 2. Spalte, 4. Zeile von oben

$$\int_0^{273,1} C_{H_2}\, dT = 1493 \text{ Kal. statt}$$

$$\int_0^{273,1} C_{H_2}\, d\tau = 1963 \text{ Kal.}$$

Seite 397, 1. Spalte, 6. Zeile von oben

$$\mathfrak{C} = -1{,}621 + 1{,}5 \log M \text{ statt}$$
$$\mathfrak{C} = -1{,}021 + 1{,}5 \log M$$

Zu bemerken wäre noch, daß die einzelnen Autoren sowohl selbst verschiedene Werte angeben, als auch untereinander nicht übereinstimmende Zahlenwerte finden. Ohne auf eine Diskussion der verschiedenen kinetischen Anschauungen einzugehen, die außerhalb des Rahmens der vorliegenden Arbeit lag, benützten wir den von O. Stern und Tetrode auf 2 unabhängigen Wegen gefundenen Wert für S_0 (erster Wert von Tetrode), der den Sackurschen[1]) Wert um R übersteigt, so daß nach bekannten Formeln, die entsprechende chemische Konstante um 0,434 größer wird als bei Sackur und somit der angegebene Zahlenwert resultiert. Bei sämtlichen Autoren hat die chemische Konstante die Form

$$\mathfrak{C} = \mathfrak{C}_0 + 1{,}5 \log M \quad (M \text{ Molekulargewicht})$$

wo $\mathfrak{C}_0$ universell ist. Wir stellen im folgenden noch die $\mathfrak{C}_0$-Werte zusammen, die sich aus den verschiedenen Formeln der Literatur berechnen

1. Sackur, Nernst-Festschrift S. 410 (1912) (u. nachtr. Berichtigung) $\mathfrak{C}_0 = -1{,}621$
2. Sackur, Ann. d. Phys. **40**, 67 (1913) $\mathfrak{C}_0 = -2{,}055$
3. Sackur, Jahresb. d. Schles. Ges. für vaterl. Kultur II, 10 (1913) $\mathfrak{C}_0 = -2{,}443$[2])
4. Tetrode, Ann. d. Phys. **38**, 434, **39**, 255 (1912) und O. Stern, diese Ztschr. **14**, 629 (1913) $\mathfrak{C}_0 = -1{,}621$[2])
5. Tetrode, diese Ztschr. **14**, 212 (1913) $\mathfrak{C}_0 = -2{,}355$
6. Sommerfeld, Vortrag, geh. am Wolfskehl-Kongr., Göttingen 1913 $\mathfrak{C}_0 = -3{,}251$

An dieser Stelle sei noch auf die Druckfehler

τ oder t statt T

aufmerksam gemacht, die hoffentlich nicht sinnstörend wirken.

1) Sackur, Ann. d. Phys. **40**, 67, 1913.

2) Herr Prof. Sackur teilt uns freundlichst mit, daß er seinen früheren Wert für richtiger hält, da die neuere Berechnungsart (Summation) mehr Unsicherheiten in sich birgt.

3) Unter Berücksichtigung eines von Sackur korrigierten Rechenfehlers.

(Eingegangen 11. Mai 1914.)

BESPRECHUNGEN.

Henri Poincaré, Letzte Gedanken. Mit einem Geleitwort von Wilhelm Ostwald. Übersetzt von Karl Lichtenecker. 8. VIII u. 261 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1913. Geh. M. 4.50, geb. M. 5.50.

Die hier vereinten Aufsätze Henri Poincarés: „Sind die Naturgesetze veränderlich?", „Raum und Zeit", „Warum der Raum dreidimensional ist", „Die Logik des Unendlichen", „Die Mathematik und die Logik", „Die Quanten-Hypothese", „Materie und Weltäther", „Moral und Wissenschaft", „Die Sittlichkeit als Gemeingut", sollten nach des Verfassers Bestimmung den vierten Band seiner Abhandlungen über Naturphilosophie ausmachen. Der allzu frühe Tod Poincarés machte die Ausführung dieses Planes durch ihn selbst unmöglich. Der Herausgeber hat pietätvoll die Aufsätze ungeändert gelassen. Wir sehen in ihnen wieder, mit welchem Eifer Poincaré zu allen naturwissenschaftlichen Fragen Stellung genommen hat, wie er, von modernem Geiste erfüllt, alle neuen Anschauungen aufgenommen und sofort klar und deutlich ihre Vorzüge erfaßt, aber auch mit kritischem Blick alle noch ungelösten Widersprüche erkannt hat. Gerade durch die scharfe Hervorhebung dieser Widersprüche, zu deren Lösung es verschiedentlich den Weg weist, wird dieses Buch vielfach befruchtend wirken.

Wilhelm Ostwald hat dem schönen Buche ein warmes Geleitwort beigegeben, und die Verlagsanstalt hat es würdig ausgestattet und mit einem lebensvollen Bilde Poincarés geschmückt. Ich möchte nicht verfehlen, die vortreffliche Verdeutschung durch Karl Lichtenecker rühmend hervorzuheben. Iklé.

D. Hilbert, Grundlagen der Geometrie (Wissenschaft und Hypothese. VII.). Vierte, durch Zusätze und Literaturhinweise von neuem vermehrte und mit sieben Anhängen versehene Auflage. gr. 8. VI u. 258 S. mit zahlreichen in den Text gedruckten Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1913. Gebunden M. 6.—

Die vorliegende vierte Auflage des berühmten Buches von Hilbert erscheint gerade in einem Zeitpunkt, in dem auch die Aufmerksamkeit des theoretischen Physikers auf axiomatisch gerichtete Untersuchungen gelenkt wird. Axiomatisierung einer Wissenschaft heißt die Aufsuchung eines möglichst einfachen Systems von Grundsätzen, den Axiomen, die ohne Beweis bleiben müssen und aus denen alle übrigen Sätze dieser Wissenschaft mit Notwendigkeit folgen. Die Aufstellung und Erörterung eines solchen Axiomensystems für die Geometrie, sowie die Beantwortung der Fragen nach dem logischen Verhältnis dieser Axiome zueinander (Unabhängigkeit und Widerspruchslosigkeit) bilden den Hauptinhalt der Hilbertschen Untersuchungen, die durch sieben Anhänge in mannigfacher Weise ergänzt werden.

Im übrigen sei auf die Besprechung der dritten Auflage des Buches in dieser Zeitschrift **10**, 536, 1909 verwiesen. Courant.

E. H. Barton, Analytical mechanics comprising the kinetics and statics of solids and fluids. gr. 8. XX u. 535 S. mit 241 Figuren. London, Longmans, Green & Co. 1911. Gebunden 10 sh 6 d net.

Der Verfasser steckt sich das Ziel, Studenten, die noch nicht vollkommen mit den Methoden der Analysis vertraut sind, in die Mechanik einzuführen, soweit wie dies zur Erlangung gewisser englischer Grade notwendig ist. Dementsprechend ist die Darstellung elementar gehalten. Die einzelnen mechanischen Begriffe werden möglichst induktiv abgeleitet. Auf die Nützlichkeit graphischer Darstellungen zur Erläuterung von Zusammenhängen zwischen mechanischen Größen wird hingewiesen und ihre Deutung und vorteilhafte Verwendung zur Lösung mechanischer Probleme gelehrt. Von sehr instruktiven tabellarischen Gegenüberstellungen analoger mechanischer Begriffe und ihrer Relationen wird reichlich Gebrauch gemacht. „Examples" (Leitfragen) sind an den durch die Gliederung gegebenen Abschnitten eingeschoben und sollen den Leser veranlassen, den gelesenen Stoff unter bestimmten Gesichtspunkten zu rekapitulieren. Zahlreiche Beispiele werden eingehend durchgerechnet. Dem Ziele des Buches entsprechend sind natürlich schwierigere Probleme nicht behandelt. Vielleicht hätte noch einiges, wie z. B. die wenig befriedigende Behandlung der Brachistochrone, fallen können. Andererseits bedauert der Referent das Fehlen der Bewegung von Massenpunkten mit Nebenbedingungen. Das Werk schließt sich vielfach an ältere Autoren, z. B. Routh, Webster, z. T. sogar dem Wortlaut nach, eng an. Das ist aber kein Hindernis, das Buch auch einem deutschen Studenten, der die englische Sprache hinreichend beherrscht, als erstes Lehrbuch warm zu empfehlen.
Schröder.

O. D. Chwolson, Traité de Physique. Ouvrage traduit sur les éditions russe et allemande par E. Davaux. Edition revue et considérablement augmentée par l'Auteur, suivie de Notes sur la Physique théorique par E. Cosserat et F. Cosserat. Tome Quatrième. Deuxième Fascicule: Champ magnétique constant. Avec 284 figures dans le texte. Lex-8°. 732 S. Paris, A. Hermann et fils. 1913. Fr. 22.—[1])

Über dieses Werk irgendein Wort des Lobes zu sagen, hieße Eulen nach Athen tragen. Man kann nur der Freude Ausdruck geben, daß es allmählich der Vollendung näher rückt, und die Hoffnung aussprechen, daß der Gesundheitszustand des Verfassers den baldigen Abschluß ermöglichen möge.

1) Siehe diese Zeitschr. **8**, 159, 663, 1907; **10**, 495, 1909; **14**, 851, 1913.

Iklé.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. In 6 Bänden. Band IV: Dynamik. 4. Auflage. gr. 8. X u. 436 S. mit 86 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1914. Gebunden M. 12.—

Der vorliegende IV. Band Dynamik von Föppls bekanntem Lehrbuch ist in dritter Auflage erst 1909 erschienen und in dieser Zeitschrift (1910, S. 141) zusammen mit dem neuen ergänzenden Band VI (Höhere Dynamik) besprochen worden. Das damals Gesagte gilt in gleichem Maße auch für die nur wenig veränderte Neuauflage. Außer der Erweiterung durch eine Reihe neuer ausführlich behandelter Übungsaufgaben sind am Schlusse der Hydromechanik noch zwei neue Paragraphen eingeführt worden, welche die mechanischen Ähnlichkeitsgesetze für reibungslose sowie zähe Flüssigkeiten von allgemein mechanischem Standpunkte aus behandeln. Die zunehmende Bedeutung der Modellversuche besonders auch für die Luftfahrt und die vielfache Erörterung der hierher gehörigen Fragen in den wissenschaftlich-technischen Kreisen rechtfertigen diesen Zusatz, der durch seine allgemein gehaltene Fassung die leitenden Gesichtspunkte hervortreten läßt und dazu beitragen kann, manche auch in der technischen Literatur vorhandene Unklarheiten über dieses Gebiet zu beseitigen.

A. Pröll.

G. Roeßler, Wechselstromtechnik. Zweite Auflage von „Elektromotoren für Wechselstrom und Drehstrom". I. Teil. gr. 8. XII u. 303 S. mit 185 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1913. Gebunden M. 9.—

Der erste Teil dieses zweibändigen Werkes behandelt außer den Grundgesetzen des Wechselstroms die Transformatoren, Generatoren, Drehfelder und Asynchrommatoren. Der Leser wird mit der allgemeinen Wirkungsweise und den Erscheinungen an normalen Maschinen bekannt gemacht, soweit sie den Praktiker interessieren. Der Inhalt des Buches zeichnet sich durch leichte Faßlichkeit und große Klarheit aus, die überall den erfahrenen Lehrer erkennen läßt. Zahlreiche Versuchskurven beleben den Text und vermitteln direkt praktisches Zahlenmaterial. Alle Rechnungen sind nur durchgeführt, soweit sie elementar zu erledigen sind, wenn auch hier und da mit Differentialquotienten, was für die allermeisten behandelten Fragen völlig ausreicht. Das Buch kann zum einführenden Studium in die Elektrotechnik bestens empfohlen werden.

R. Rüdenberg.

F. M. Exner, Über die Korrelationsmethode. Nach einem im naturwissenschaftlich-medizinischen Verein in Innsbruck am 26. November 1912 gehaltenen Vortrage aus der Naturwiss. Wochenschrift gesondert abgedruckt und mit einem Anhang versehen. 8. 36 S. mit 3 Figuren. Jena, Gustav Fischer. 1913. M. 1.—

Auf 22 Seiten, mit einem Anhang von 13 Seiten setzt der Verfasser in knapper und recht klarer Darstellung die sogenannte Korrelationsmethode auseinander. Diese statistische Methode, die den vermuteten Zusammenhang zwischen irgendwelchen veränderlichen Dingen darstellt, soweit sich diese durch Zahlen ausdrücken lassen, ist in der deutschen Literatur bisher fast unbeachtet geblieben.

Bei uns war es bisher vielmehr üblich, unter Appell an die Anschauung die zwei oder mehr Beobachtungsreihen, zwischen denen man einen Zusammenhang vermutete, graphisch zu vergleichen, indem man sie in Kurvenform, mit der Zeit als Abszisse, aufzeichnete. Dieses Verfahren ist recht unexakt, und die von den Autoren auf Grund der vorgeführten Kurven ausgesprochenen Urteile über den behaupteten Zusammenhang der Reihen meist mehr oder weniger willkürlich.

Englische Statistiker, vor allem Yule (An introduction to the theory of statistics, London 1911 und 1912, bei Chr. Griffin & Co.) haben nun eine exakte mathematische Methode ausgearbeitet, die ein Maß der vorhandenen Korrelation, bzw. bei mehr als zwei Beobachtungsreihen, der partiellen Korrelation gibt.

Eine leichtverständliche deutsche Darstellung der Methode muß in jedem Falle als dankenswert anerkannt werden.

Der Anhang bringt zwei zahlenmäßige Beispiele; das erste behandelt die Korrelation zwischen zwei Beobachtungsreihen. Es ist der Volkswirtschaft entnommen. Das zweite behandelt die „partielle Korrelation" zwischen drei Beobachtungsreihen, welche der Meteorologie entnommen sind. Kurt Wegener.

K. Kähler, Luftelektrizität. (Sammlung Göschen. Nr. 649.) kl. 8. 151 S. mit 18 Abbildungen. Leipzig-Berlin, G. J. Göschen'sche Verlagsbuchhandlung. 1913. Geb. M. —.90

Das sehr reichhaltige Bändchen des durch Arbeiten auf dem Gebiete der Luftelektrizität und verwandter meteorologischer Erscheinungen bekannten Verfassers wird vielen sehr willkommen sein. Es ist darin die neueste Literatur mit berücksichtigt, der umfangreiche Stoff in übersichtlicher und klarer Weise behandelt und Messungsmethoden wie auch Versuchsergebnisse trotz des engen Raums eingehend dargestellt. Immer ist auch Bezug genommen worden auf die Beziehung der Luftelektrizität zu meteorologischen Erscheinungen. In sechs Abschnitten werden behandelt 1. das natürliche elektrische Feld der Erde, 2. das elektrische Leitvermögen der Atmosphäre, 3. die elektrischen Ströme in der Luft, 4. die radioaktiven Vorgänge in der Atmosphäre, 5. elektrische Wirkungen des Sonnenlichts, 6. Theorien über den Ursprung der Luftelektrizität.

S. Valentiner.

M. Sassenfeld, Aus dem Luftmeer. Meteorologische Betrachtungen für mittlere und reifere Schüler. 4. 183 S. mit 40 Abbildungen. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1912. Gebunden M. 3.—

In dem hier vorliegenden 17. Band von „Dr. Bastian Schmids naturwissenschaftlicher Schülerbibliothek" werden in leicht verständlicher Weise alle die Witterungserscheinungen besprochen, die sich fast täglich im Reiche der Luft abspielen und an denen soviele Menschen gleichgültig und verständnislos vorübergehen. Ferner werden die Ergebnisse und Methoden der Erforschung der freien Atmosphäre mit Ballonen und Drachen besprochen und die verschiedenen meteorologischen Elemente erläutert, deren Zusammenwirken das bedingt, was wir „Wetter" nennen. Der junge Leser wird so in den Stand gesetzt, nicht nur Wetterkarten zu verstehen, sondern sich auch selbst ein Urteil über den Wert und die Grenzen der Wettervorhersage zu bilden. R. Lucas.

A. Wilke, Die Elektrizität, ihre Erzeugung und ihre Anwendung in Industrie und Gewerbe. 6., gänzlich umgearbeitete Auflage. Unter Mitwirkung mehrerer Fachgenossen bearbeitet und herausgegeben von W. Hechler. gr. 8. VIII u. 476 S. mit 2 Tafeln und 629 Textabbildungen. Leipzig, Otto Spamer. 1914. M. 8.50, gebund. M. 10.—.

Bei der vorliegenden durchgreifenden Neubearbeitung des bekannten Buches ist der Herausgeber von dem gesunden Gedanken ausgegangen die einzelnen Gebiete von verschiedenen Fachmännern bearbeiten zu lassen. In dieser neuen Form gibt das Werk einen populärwissenschaftlichen Überblick über das gesamte Gebiet der Elektrotechnik, den man — auch als Physiker — gern allen denen empfehlen kann, die ohne tiefere Vorbildung dem Gegenstande Interesse entgegenbringen. Insbesondere für Schüler von höheren Lehranstalten, Gewerbe- und Fachschulen liegt hier ein sehr brauchbares Lehrbuch vor. Auch der dem Gebiete ferner stehende Wissenschaftler wird es lesen, da die Darstellung bemerkenswerterweise nichts von jener herablassend nachlässigen oder inkorrekten Art an sich hat, die man oft bei gemeinverständlichen Darstellungen findet. Die von Hechler stammende physikalische Einleitung gibt unter Benutzung leichtverständlicher mathematischer Entwicklungen in guter Form die nötigen physikalischen Grundlagen. Sodann sind in den einzelnen Abschnitten behandelt: Dynamomaschinen, Transformatoren, Beleuchtung, Elektrizitätswerke, Motoren, Bahnen, Elektrochemie, Heizung, Telegraphie und Fernsprechwesen, drahtlose Telegraphie und zum Schluß ein Kapitel über Gasentladungsvorgänge und Radioaktivität. Die Darstellung nimmt ziemlich konsequent auf die historische Seite Rücksicht und wird durch gute Abbildungen unterstützt. Erwähnt sei auch das sorgfältig gearbeitete Sachregister.

H. Hörig.

J. Kowarschik, Die Diathermie. gr. 8. VIII u. 136 S. mit 32 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1913. M. 4.80, gebunden M. 5.40

Diathermie (Thermopenetration, Elektrotransthermie) nennt man ein Heilverfahren, bei dem Wechselströme hoher Frequenz durch den Körper oder Teile desselben geleitet werden, um die Wärme, welche diese Ströme auf ihrem Durchtritt durch das Gewebe erzeugen, therapeutisch auszunutzen.

In dieser ersten monographischen Darstellung der Diathermie werden erst die physikalischen Grundlagen (die Physik, das Instrumentarium und die Technik) besprochen. Darauf werden die biologischen Wirkungen und die therapeutischen Indikationen der Diathermie breit ausgeführt. Zuletzt wird die chirurgische Diathermie und die Lichtbogenoperation erwähnt.

P. Heiberg.

Tagesereignisse.

Die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft hält ihre 97. Jahresversammlung vom 31. August bis 3. September 1914 in Bern ab. Von den bisher angemeldeten Vorträgen für die allgemeinen Sitzungen sind für die Leser dieser Zeitschrift von Interesse: Professor Dr. Kohlschütter, Bern: Physikalisch-chemische Faktoren bei der Entstehung natürlicher Formen. Professor Dr. Noelting, Mülhausen: La synthèse des matières colorantes.

Die 86. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte findet in **Hannover vom 20. bis 26. September 1914** statt.

In der ersten allgemeinen Versammlung wird Herr Geheimrat Professor Dr. Otto Lummer über die Verflüssigung des Kohlenstoffes vortragen; die Abteilung Physik bereitet zusammenfassende Referate über Radium- und Röntgenstrahlung vor. Als Einführende sind vorgesehen: Abteilung 1, Mathematik: Geh. Regierungsrat Professor Dr. Ludwig Kiepert, Herrenhäuser Kirchweg 20, Professor Dr. C. H. Müller, Brahmsstraße 4. Abteilung 2, Astronomie und Geodäsie: Professor Dr. Karl Oertel, Militärstraße 8, Oberlehrer Paul Putsche, Geibelstraße 24. Abteilung 3, Physik: Professor Dr. Julius Precht, Am Grasweg 39C, Direktor Professor Heinrich Wanner, Zentralstraße 22. Abteilung 4, Angewandte Mathematik und Physik, Elektrotechnik: Professor Dr. Rudolf Rothe, Lavesstraße 27, Professor Dr. A. Pröll, Militärstraße 18. Abteilung 5, Chemie und Elektrochemie: Geh. Regierungsrat Professor Dr. Robert Behrend, Herrenhäuser Kirchweg 20, Professor Dr. Max Bodenstein, Ellernstraße 6A, Geh. Regierungsrat Professor Dr. Carl Arnold, Corvinusstraße 2. Abteilung 9, Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus: Geh. Regierungsrat Professor Dr. E. Wiechert (Göttingen), Dr. F. Roesener (Göttingen). Abteilung 15, Mathematischer und naturwissenschaftlicher Unterricht: Geh. Regierungsrat Professor Dr. Karl Rodenberg, Körnerstraße 19A, Gymn.-Professor Dr. Paul Bräuer, Ifflandstraße 25A.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Böhmischen Universität in Prag Dr. Viktorin Vojtech für Photochemie und Photographie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. Ernst Terres für chemische Technologie, an der Universität Straßburg Dr. H. Rohmann für Physik, an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hans Falckenburg für Mathematik, an der Technischen Hochschule München Dr. August Albert für Chemie, an der Universität Dr. G. Szivessy für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Peter Lipp für organische Chemie und Dr. Ludwig Hopf für mathematische Physik einschließlich der physikalischen Mechanik.

Ernannt: Der frühere a. o. Professor der mathematischen Physik an der Universität München Dr. Artur Korn zum Honorarprofessor an der Technischen Hochschule Berlin, der a. o. Hochschulprofessor am Lyzeum in Passau Dr. Karl Stöckl zum ord. Hochschulprofessor für Physik und Mathematik ebenda, der Privatdozent an der Universität Marburg Dr. Ernst Hellinger zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Frankfurt a. M.

Gestorben: Der ord. Professor der höheren Mathematik an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg Geh. Regierungsrat Dr. Georg Hettner, der frühere Professor für angewandte Chemie an der Ecole des Mines in Mons Edouard Hanuise in Nizza, der Professor der Astronomie Dr. George William Hill in New York, der Mathematiker S. S. Peirce in Pennsylvanien, der Präsident der Literary and Philosophical Society in Newcastle-upon-Tyne und Erfinder der Glühlampe Sir Joseph Wilson Swan M. A., M. S., F. R. S., in London, der Observator am Universitätsobservatorium in Kopenhagen C. F. Pechüle, der ord. Honorarprofessor der Mathematik und Astronomie an der Universität Berlin Dr. Rudolf Lehmann-Filhés.

Für die Redaktion verantwortlich i. V.: Privatdozent Dr. Max Born in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.